



Ю.Б. Слезин

МЕХАНИЗМ ВУЛКАНИЧЕСКИХ ИЗВЕРЖЕНИЙ

(стационарная модель)

**МЕХАНИЗМ
ВУЛКАНИЧЕСКИХ
ИЗВЕРЖЕНИЙ**
(СТАЦИОНАРНАЯ МОДЕЛЬ)

ГЛАВА 1.

Введение

Вулканическое извержение – одно из самых впечатляющих и грозных явлений природы. Боги подземного огня занимают видное место во многих религиях, а в главных монотеистических вулканы связываются с понятием об аде, о силах зла, противостоящих небесному божеству. Такое мистическое отношение к вулканам имело основание – извержения вулканов приносили много зла: губили людей, уничтожали плоды их труда, надолго превращали цветущую землю в пустыню. Поэтому первым стимулом к научному познанию сущности вулканизма (помимо естественной любознательности) стала потребность научиться избегать ущерба от извержений или хотя бы уменьшать его.

Позже стало ясно, что вулканы не только разрушители, но и созидатели. Само плодородие почвы в окрестности вулканов обусловлено теми же процессами, которые периодически эти окрестности опустошают. Многие месторождения полезных ископаемых прямо или косвенно связаны с вулканизмом, и ему же в значительной степени обязана своим происхождением вся внешняя оболочка Земли, в которой развивается жизнь, а может быть, и сама жизнь [Мархинин, 1967, 1980].

Кроме того что вулканизм – это один из важнейших геологических процессов, определяющих весь облик планеты, он еще и самый активный, самый быстрый из них. Извержение вулкана – это единственный эндогенный процесс, который может быть прослежен и проанализирован физическими методами в реальном времени. Поэтому исключительно велика методическая роль вулканологии, как области, где возможно применение как чисто геологических методов, так и прямого физического моделирования.

Вулканизм – это крупное планетарное явление, и изучение его включает много аспектов и подходов. Настоящая книга посвящена лишь одной стороне проблемы – физическому механизму извержения, – и эта сторона общей проблемы рассмотрена в рамках стационарной модели – конкретного подхода, который не может охватить все детали реального процесса. Однако эта сторона является важнейшей на данном этапе, и ее разработка – шагом, необходимым для дальнейшего движения по пути познания.

1.1. Определение основных понятий и постановка задачи

Извержение – это основной элемент вулканической деятельности, формирующий структуру верхней части вулканического аппарата, рельеф вулканической области, определяющий влияние вулканизма на окружающую среду и деятельность человека. В геологическом словаре [Геологический словарь, 1978] извержение вулкана определяется как *“процесс появления на поверхности планеты раскаленных или горячих, твердых, жидких и газообразных вулканических продуктов”*.

“Процесс появления” в данном случае – это механический процесс истечения, который характеризуют следующие показатели: 1) механические свойства, состав и структура продуктов извержения; 2) массовый расход; 3) скорость; 4) режим – закономерности изменения трех перечисленных характеристик во времени. Помимо приведенного широко используется определение извержения как *события*, отделенного от других подобных событий интервалами *покоя*, представляющего собой второе из двух возможных состояний действующего вулкана.

Вулканическая деятельность представляет собой последовательное чередование этих двух состояний. Отсюда *процесс появления* в рамках извержения-события понимается двояко: как процесс *истечения* и как процесс *эволюции* характера истечения от начала до конца события.

Прямой путь получения количественной информации об извержении – измерения характеристик потока вещества в момент его появления на поверхности планеты. Такие измерения имеют особую ценность (см. о них в *приложении*), но, как правило, трудно осуществимы, особенно на самых мощных катастрофических извержениях. Поэтому значительная часть информации получается косвенными путями, включающими обработку наблюдений и измерений, выполненных после извержения, на удалении от него, характеризующих возмущения и изменения в окружающей среде, вызванные извержением. Использование косвенных данных требует привлечения теоретических моделей уже на стадии получения первичной информации о процессе извержения.

Очевидно, что появление на поверхности – это, с одной стороны, завершающая стадия некоторого комплекса глубинных процессов, включающих в себя возникновение, формирование и перемещение к поверхности того, что появляется, а с другой стороны, начальная стадия последующего процесса распространения продуктов извержения по поверхности планеты. В связи с этим понимаемая в широком смысле *задача изучения механизма извержения* может быть разделена на две – *внутреннюю* и *внешнюю*, которые могут решаться независимо.

Внешняя задача включает в себя описание переноса вулканических продуктов от момента извержения до их первичного отложения или рассеяния в атмосфере. С ее решением связаны практические аспекты оценки воздействия извержения на окружающую среду. Кроме того, решение внешней задачи необходимо для получения перечисленных выше характеристик извержения, когда невозможны прямые измерения на активной стадии. К настоящему времени преобладающая часть работ по механизму извержения посвящена внешней задаче, что объясняется как практическими потребностями, так и большей доступностью прямой информации, имеющейся для проверки теоретических моделей.

Внутреннюю задачу сформулируем следующим образом: *изучить механизм извержения — это значит качественно и количественно описать связь всех характеристик извержения с характеристиками магматической системы вулкана и особенностями внешних воздействий на эту систему.* По существу, решение задачи должно заключаться в создании *теоретической модели* глубинного процесса, результатом которого является извержение.

Данная работа посвящена решению *внутренней задачи*. Она включает в себя анализ физики процесса извержения, классификацию его режимов, построение и анализ математических моделей, описание с помощью этих моделей основных сценариев развития извержения, критериев прогноза типа и интенсивности ожидаемого извержения, а также возможных опасных изменений в его ходе.

В работе определяется и описывается конкретный объект исследования — *динамическая система “извергающийся вулкан”*, исследуются основные режимы извержений и их эволюция в стационарном приближении, условия их осуществления, границы устойчивости, влияние некоторых внешних факторов и нестационарных явлений, накладывающихся на стационарный процесс. Обосновывается подход к прогнозированию потенциальной опасности того или иного вулкана на основании сведений о структуре и состоянии его магматической системы.

Теоретические результаты прилагаются к конкретным извержениям и прежде всего к двум наиболее характерным и наиболее полно изученным — Толбачинскому 1975–1976 годов на Камчатке и вулкана Сент Хеленс 1980 года в штате Вашингтон США. Эти извержения принадлежат к двум разным классам с разными типами магм и разными сценариями развития и дают уникальный материал для проверки теории. В изучении первого из них автор принимал личное участие, проведя в поле на извержении в общей сложности более 4-х месяцев. (Методы и некоторые результаты измерений на этом извержении описаны в *приложении*.) Именно работа на этом извержении послужила толчком к постановке задачи данного исследования.

1.2. Краткая история вопроса

Первые попытки подойти к описанию физического механизма вулканических извержений связаны с их классификацией, когда в качестве основного классификационного признака выбиралась какая-либо характеристика магматической системы вулкана. Первые такие систематики появились в самом начале двадцатого века в работах А. Лакруа [Lacroix, 1904], Т. Меркалли [Mercalli, 1907], Т. Джаггара [Jaggar, 1910]. В них основные типы извержений определялись содержанием газа в магме и (или) ее вязкостью. Позже Б. Эшер [Escher, 1933] и Р. Зондер [Sonder, 1937] ввели глубину очага в качестве одного из ведущих параметров, определяющих тип извержения. Такой подход к систематике требовал совершенно определенных представлений о механизме извержения, однако, на этом этапе они носили умозрительный, качественный характер. Более того, выбор одного-двух ведущих параметров, исходя из потребностей классификации, в условиях острого недостатка информации о глубинных процессах приводил к невольному затемнению роли остальных параметров и искажению общей картины.

Систематическое развитие представлений о физическом механизме извержений началось только в середине века, и, по-видимому, первой серьезной работой в этом направлении стала статья-монография Л. Грейтона "Предположения о вулканическом тепле", опубликованная в отдельном выпуске American Journal of Science в 1945 году и в русском переводе под редакцией академика Заварицкого в 1949 году [Грейтон, 1949]. В работе с большой тщательностью критически проанализированы имевшиеся к тому времени сведения о *магматической системе* вулкана (термин, по-моему, Л. Грейтоном применен впервые и им же впервые физически охарактеризована эта система) и сделана попытка "...путем прямого применения физических и термодинамических принципов к упрощенной модели вулкана и протекающих в нем процессов представить картину того, что происходит в действующем канале от источника до поверхности, постоянно имея в виду динамическую природу этой системы." [Грейтон, 1949].

Решение Л. Грейтоном поставленной задачи сейчас трудно назвать вполне удовлетворительным, оно содержит ряд неточностей и ошибок, естественных для того уровня знаний, но главным и наиболее ценным результатом работы (что отмечается и автором, и редактором русского перевода) является сама постановка вопросов, ответы на которые еще должны быть найдены, и предлагаемый подход к решению. Интересны некоторые качественные характеристики потока магмы в канале вулкана, выведенные "мысленно" Л. Грейтоном. В частности, Л. Грейтон впервые указал на необходимость в определенных условиях образования в канале *пены* из близко расположенных пузырьков, которая ведет себя физически как *новая фаза*.

Т. Джаггар [Jaggat, 1947], рассматривая эволюцию извержения, предположил ведущую роль *двухфазовой конвекции* в канале, поставляющей к поверхности богатую летучими глубинную магму. Эта концепция была более детально развита А. Риттманом [Rittman, 1962, Риттман, 1964]. В этих моделях механизма извержения рассматривалась эволюция магмы и происходящие в ней физико-химические процессы без конкретизации геометрии и размеров магматической системы и без попыток количественных оценок.

Важным шагом в развитии теории процесса извержения явилась работа Дж. Ферхугена “Механизм пеплообразования” [Verhoogen, 1951], где он впервые последовательно теоретически описал процесс дегазации магмы при ее подъеме в канале вулкана и получил соотношения, допускающие количественные расчеты. Основным условием пеплообразования Дж. Ферхуген считал возможность пузырькам достигнуть состояния “плотной упаковки”, для чего скорость роста пузырька должна быть значительно больше скорости его всплывания. Скорость роста пузырька Дж. Ферхуген определял через коэффициент диффузии и градиент концентрации и, соответственно, время роста определялось максимальным размером пузырька в плотной упаковке, зависящим от количества пузырьков в единице объема магмы. Если это время меньше времени всплывания пузырька до поверхности, возможно дробление магмы и пеплообразование. Скорость всплывания зависит от вязкости. Используя соотношение Стокса-Эйнштейна, связывающее коэффициенты вязкости и диффузии, Дж. Ферхуген исключил вязкость из конечного выражения и пришел к выводу, что возможность пеплообразования зависит *только* от количества пузырьков в единице объема магмы. Этот вывод парадоксален и не соответствует действительности.

Ошибка в рассуждениях Дж. Ферхугена заключается в том, что он считал скорость роста пузырька зависящей только от коэффициента диффузии, в то время как фактически она почти полностью определяется скоростью снижения давления в процессе подъема магмы: при наблюдаемых скоростях подъема магмы и количестве пузырьков процесс их роста близок к равновесному. Кроме того, следует учитывать распределение пузырьков по размерам и сравнивать не скорости роста и всплывания, а конечные времена, в течение которых пузырек может расти до плотной упаковки и всплывать, не поглощая соседей. Тем не менее, работа Дж. Ферхугена сыграла свою роль как первая работа, в которой механизм извержения рассматривался с использованием методов физико-химической гидродинамики.

Целый ряд работ посвящен рассмотрению процесса “вулканического взрыва” как процесса разрушения пены из плотноупакованных пузырьков, развивающегося дальше как нестационарное адиабатическое расширение образующейся газовой смеси. Сюда относятся работы Е.К. Мархинина [1957, 1958], предложившего способ определения количества газа, участвовавшего

в извержении, и развивавшего его идеи дальше Г.Н. Кузнецова [1967]. Нестационарные процессы взрывного разрушения вспененной магмы при резком снятии давления изучались Ф.Д. Беннетом [Bennett, 1974] и позже М.А. Алидибировым [Алидибиров, 1987; Alidibirov, 1995], который описывал эти процессы как распространение “волны дробления” вглубь магматического тела. В этих работах рассматривались важные, но частные процессы, протекающие в отдельные моменты извержения. Точно так же “частными” по отношению к общему описанию механизма извержения следует считать многочисленные работы, в которых исследуется движение магмы, не содержащей газовой фазы, — эти работы я упоминать здесь не буду.

Механизмы объединения быстро всплывающих газовых пузырей и возникновения ритмичности при лавовых извержениях рассматривались разными авторами, начиная с А. Ритмана [Ритман, 1964; Rittman, 1962]. Особо следует отметить вышедшую сравнительно недавно работу С. Верньоль и К. Джапара [Vergniolle, Jaupart, 1986], в которой предлагается оригинальное объяснение динамики извержений гавайских вулканов с очень жидкой магмой, периодическим скоплением газовых пузырей под кровлей близповерхностной лавовой полости, иллюстрируемое лабораторной физической моделью.

Дополнительный импульс построению теоретических моделей процесса извержения в последние десятилетия сообщили исследования планет Солнечной системы при помощи космических аппаратов. Сравнительный планетологический анализ, основанный на изучении крупномасштабных карт поверхности Земли и других планет, потребовал создания теории подобия геологических процессов в условиях разных планет. Рельеф большинства планет в значительной степени сформирован вулканизмом, и поэтому изучение механизма извержений приобрело первостепенную важность.

Первая такая стимулированная космосом работа, выполненная Т. Макгетчином и Г. Ульрихом, в которой рассматривалось извержение дегазирующейся магмы, вышла в свет в 1973 году [Magetchin, Ullrich, 1973]. Следующая очень обстоятельная работа Л. Уилсона с соавторами [Wilson et al., 1980] вышла в 1980 году в Журнале Королевского астрономического общества Великобритании. В этой работе детально обсуждается геометрия системы и обосновывается применимость изотермического приближения при описании потока магмы в канале вулкана. Исследуется модель с односкоростным двухфазным потоком по всей длине канала с мгновенным переходом от пузырьковой структуры к газозвеси на уровне, где пузырьки достигают состояния плотной упаковки. Предполагается, что сечение канала меняется по его длине так, что на всех уровнях обеспечивается литостатическое давление, а при достижении критической скорости на выходе из канала формируется расширение, обеспечивающее сверхзвуковой разгон и снижение давления до атмосферного. Основной результат работы — описание поведения

(эволюции) газопепловой колонны при изменении газосодержания и расхода, который определяется поперечным сечением канала и вязкостью магмы в глубине, и при воздействии некоторых внешних факторов, таких как частичное разрушение стенок канала.

Дальнейшая разработка модели осуществлена в работе Л. Уилсона и Дж. Хэда в 1981 году [Wilson, Head, 1981]. Здесь уже рассматривается возможность двухскоростного потока и коалесценции пузырьков в пузырьковой зоне, правда, при этом для расчета распределения пузырьков по размерам принимается нереальная модель непрерывной и равномерной нуклеации.

Упомянутым выше работам предшествовали и сопутствовали исследования, посвященные частным проблемам, связанным с механизмом извержения, отдельным элементарным процессам, протекающим на разных этапах подъема магмы, таким как обтекание пирокластических частиц газом [Walker et al., 1971], рост пузырьков в магме [Sparks, 1978] и другим.

Другой подход к описанию механизма извержения основан на аналогии с другим “вулканогенным” природным явлением – деятельностью гейзеров. Об этой аналогии писал еще Л. Грейтон в обсуждавшейся выше работе. Ее использовал В.А. Дроздин [1980], однако прямой перенос закономерностей течения пароводяных смесей и динамики системы “пласт-скважина” на процесс извержения нельзя считать правомерным.

В самом конце семидесятых – начале восьмидесятых годов появились первые статьи автора настоящей работы, посвященные механизму извержения [Слезин, 1979, 1980, 1980 а, 1982, 1982 а, 1983, 1984, 1985]. В соответствующих моделях предполагается жесткий канал конечной заданной длины, которая существенным образом влияет на динамику извержения, стабильное количество пузырьков в единице объема (при отсутствии коалесценции), устанавливающееся после очень короткого этапа нуклеации, и не мгновенный переход от пузырькового потока к газовзвеи через зону частично разрушенной пены. Основной результат – обнаружение неустойчивости и скачков расхода, позволившее объяснить резкие переходы от умеренного к катастрофическому плинианскому режиму и от катастрофического к экструзивному. Результаты дальнейших исследований в этом направлении с построением более или менее цельной картины извержения изложены в данной работе.

Исключая работы автора, в течение 80-х годов в исследованиях стационарных моделей извержения наблюдался некоторый перерыв. Внимание исследователей в основном уделялось нестационарным моделям развития вулканических взрывов [Штейнберг, 1974; Штейнберг, Соловьев, 1978; Kieffer, 1981] и процессам, обусловленным взаимодействием магмы с внешней водой (гидровулканизм) [Sheridan, Wohletz, 1983; Wohletz, 1986]. К началу 90-х годов интерес к проблеме возобновился. Здесь следует отметить работы Ф.

Добрана [Dobran, 1980] и Г. Джиберти и Л. Уилсона [Giberty, Wilson, 1990], в которых используется подход, приближающийся к подходу автора. Г. Джиберти и Л. Уилсон уже не использовали раньше принимавшееся Л. Уилсоном предположение о равенстве гидростатического давления по всей длине канала, а Ф. Добран основной упор в своей работе сделал на “негомогенность” потока газовзвеси, изучая эффекты влияния разных скоростей газа и частиц.

Надо отметить интересные работы Дж. Айклбергера с сотрудниками [Eichelberger et al., 1986], посвященные проблеме “неэксплозивного извержения” кислых магм и образованию обсидиановых потоков. В этих работах изучались возникновение системы связанных пор до достижения пузырьками плотной упаковки и утечка газа через стенки канала, которая при достаточно малом расходе магмы успевает убрать лишний газ и не допустить дробления. Чуть раньше возникновение сквозных каналов и проницаемости вспенивающейся при резкой “шоковой” декомпрессии магмы изучалось экспериментально Ф.А. Летниковым с сотрудниками [Летников и др., 1990; Балышев и др., 1996] и использовалось ими для петрологических построений. Особенно важной для изучения механизма извержения является обнаруженная Ф.А. Летниковым нелинейная зависимость величины проницаемости возникающей структуры от *скорости* декомпрессии. Обе группы отмечали эффект уменьшения пористости при увеличении проницаемости в таких системах. Эти исследования, посвященные конкретным проблемам, не зависящие друг от друга и от работ автора, подтвердили постулированное автором десятью годами раньше для более широкого диапазона условий наличие проницаемой, частично разрушенной пены в движущейся магме.

Продолжаются исследования по частным направлениям, касающимся отдельных моментов процесса. Здесь надо отметить очень важные исследования по изучению процесса нуклеации пузырьков. Теоретические работы А. Торамару [Toramaru, 1988, 1989] позволили рассчитать режим нуклеации и результирующее распределение пузырьков по размерам и показали, что весь этап нуклеации пузырьков в поднимающейся магме завершается на интервале снижения давления, не превышающем первых единиц баров, что полностью подтвердило предположения и оценки автора настоящей работы. Последние эксперименты С. Гурвица и О. Ньюона [Hurwitz, Newon, 1994] доказали гетерогенный характер нуклеации пузырьков в магме и показали, что гетерогенная нуклеация на микролитах Fe-Ti оксидов понижает ее порог ниже 1 бара. Тем самым подтвердились еще два предположения, сделанные автором при построении теории, излагаемой в настоящей работе.

Вулкан как динамическая система

2.1. Природа вулканизма

Вулканизм – это одно из проявлений процесса дифференциации вещества планеты и диссипации ее внутренней энергии. На Земле он непосредственно связан с появлением расплавленного вещества в пределах верхней мантии и коры и выносом его на поверхность. Все разновидности вулканических продуктов так или иначе суть результат возникновения расплава в глубине и движения его к поверхности.

Мантия Земли в целом находится в твердом состоянии [Федотов, 1976; Жарков, 1978], расплав возникает в ней в виде локальных очагов при определенных условиях, определяемых геотермическим градиентом, теплофизическими свойствами вещества и геодинамической обстановкой. Наиболее вероятная глубина генерации магмы по существующим представлениям составляет 100–300 км [Алидибиров, Кравченко, 1988; Федотов, 1976, 1976 а и др.]. В этом диапазоне глубин в среднем по земному шару температура вещества ближе всего подходит к точке начала его плавления, и вещество имеет пониженную вязкость, образуя так называемую астеносферу. Под срединноокеаническими хребтами и “горячими точками” глубина генерации магмы, вероятно, больше.

Непосредственные причины плавления, по-видимому, разнообразны и могут быть объединены в три группы: 1) местный *разогрев* (подъем геоизотерм) из-за действия локального источника тепла, увеличения притока тепла снизу или уменьшения его оттока сверху (здесь может работать, например, увеличение проницаемости глубоких слоев для какого-либо эффективного подвижного теплоносителя, выделение теплоты трения, экранирование потока тепла слоем малотеплопроводных осадков и т.д.); 2) местное *снижение температуры плавления* вещества за счет привноса каких-либо снижающих эту температуру компонентов (например, воды) или сброса давления; 3) *подъем сильно разогретых масс* вещества с больших глубин в результате макроконвекции в мантии.

В разных геодинамических зонах преобладающую роль, по-видимому, играют разные причины. Можно предположить, что первая группа причин

должна преобладать в областях современного горообразования, отчасти первая и вторая – в зонах субдукции, третья – в рифтовых зонах, в частности в срединноокеанических хребтах, и в “горячих точках”. Общим для всех перечисленных механизмов плавления является небольшая мощность и плотность потока энергии, небольшая скорость плавления. Плавление должно быть частичным, сопряженным с дифференциацией вещества.

В результате плавления и сопутствующей ему первоначальной дифференциации вещества плотность последнего снижается на 5–15% [Лебедев, Хитаров, 1979; Справочник..., 1969]. Разность плотностей порождает конвективный подъем магмы от места ее зарождения к поверхности Земли, завершающийся в конечном итоге извержением какой-то ее части на эту поверхность. В процессе подъема магма претерпевает различные изменения, взаимодействует с окружающим веществом и формирует определенную структуру, которую (вслед за Л. Грейтоном) назовем *магматической системой вулкана*. Особенности этой структуры во многом определяют динамику вулканического процесса.

2.2. Магматическая система вулкана

В относительно пластичной астеносфере менее плотный и значительно менее вязкий расплав всплывает в виде отдельных струй или колонн, создающих определенную пространственную периодическую структуру. Достаточно полно этот процесс был исследован на физических моделях Г. Рамбергом еще в 1960-х годах [1970, 1976], последние теоретические работы в этом направлении принадлежат С.А. Федотову [1976, 1976 а, 1976 б, 1982].

Достигнув относительно холодных жестких слоев литосферы, магматическая колонна останавливается, ее головная часть расширяется, возникает промежуточный *очаг*. Механические свойства большей части литосферы и, в частности, земной коры таковы, что дальнейший подъем магмы вероятен по трещинам, распространяющимся благодаря избыточному давлению в очаге в основном по механизму гидроразрыва [Попов, 1973]. Пространственное распределение трещин в значительной степени контролируется системой местных тектонических напряжений.

Горизонтальная слоистость коры делает вероятным возникновение на границах слоев дополнительных промежуточных очагов, последний из которых называют *периферическим*. (Отметим, что надежные прямые доказательства существования имеются только для этого последнего.) Благодаря механизму своего образования такие очаги первоначально представляют собой горизонтально протяженные магматические тела.

При достаточно длительном функционировании системы очаги и каналы изменяют свою форму в направлении уменьшения тепловых и гидравлических потерь: форма очага может приблизиться к сферической (эллипсоидальной), форма канала – к цилиндрической.

Соотношения размеров коровых очагов и каналов-трещин таковы, что по отношению к потоку магмы первые могут быть представлены как емкости с пренебрежимо малым сопротивлением, а вторые – как элементы сопротивления с незначительной емкостью.

Таким образом, в магматической системе вулкана выделяются два уровня, которые условно можно назвать мантийным и коровым. С мантийным, включающим зону магмогенерации и всплывания конвективных струй и колонн сквозь субстрат, очевидно, связаны вулканические регионы и крупные вулканические центры, развивающиеся в течение миллионов и десятков миллионов лет; с коровым связаны небольшие центры и отдельные вулканы с характерными временами жизни в десятки и сотни тысяч лет.

2.3. Система “извергающийся вулкан”

2.3.1. Геометрия системы и свойства магмы

Особое положение в иерархии структур магматической системы занимает последний “этаж” – периферический очаг и канал, соединяющий его с поверхностью Земли, – аппарат, непосредственно ответственный за извержения. Для этой части системы характерна резкая нелинейность, связанная с появлением в потоке газовой фазы, изменениями свойств среды и структуры потока. Здесь происходит преобразование непрерывного потока вещества и энергии в прерывистый – возникает чередование состояний *извержения* и *покоя*. (Отсюда вытекает второе определение извержения как **события**, которое отделяется от соседнего события периодом покоя.)

Анализ расхода вещества через вулкан за промежутки времени, включающие достаточно много извержений-событий, показал, что средний темп поступления материала на поверхность Земли приблизительно постоянен в течение крупных этапов жизни вулкана [Ковалев, 1977; Токарев, 1977]. Статистически установленная прямая связь энергии извержения с продолжительностью предшествовавшего ему периода покоя [Токарев, 1977] позволяет предположить, что прерывистость вулканической деятельности обусловлена эпизодической (периодической) разрядкой некоторой емкости (очага), куда вещество и энергия поступают более или менее равномерно из расположенных глубже частей магматической системы [Ковалев, 1971; Ковалев, Слезин, 1974].

Таким образом, общий режим вулканической деятельности подтверждает особую роль *периферического очага*, который в дальнейшем будем называть просто “очаг” и определять как емкость, в которой накапливается вещество и энергия. Канал, соединяющий очаг с поверхностью Земли, будем определять как проводник с нелинейной проводимостью, через который “разряжается” очаг при извержении. В первом приближении будем пренебрегать как внутренним сопротивлением очага по сравнению с сопротивлением канала, так и емкостью канала по сравнению с емкостью очага и объемом продуктов извержения. Никаких других ограничений (например, на абсолютные размеры или форму очага или канала) предлагаемое определение не накладывает.

Извержения, как правило, относительно кратковременные события: продолжительность интервалов покоя превосходит суммарную продолжительность извержений в среднем в 30 раз для вулканов островных дуг (наиболее часто извергающихся) и в 60 – для остальных; при этом для наиболее сильных извержений разница может достигать сотен и тысяч раз [Simkin, Siebert, 1984]. Можно полагать, что приблизительно во столько же раз интенсивность разгрузки очага при извержении должна превышать интенсивность его подпитки, которой поэтому во время извержения будем пренебрегать. Кондуктивные и диффузионные потоки тепла и массы через стенки очага и канала обычно также пренебрежимо малы по сравнению с потоком извержения. Поэтому в дальнейшем *извергающийся вулкан определим как систему “очаг-канал”, заполненную магмой с некоторым избыточным давлением, открытую сверху и изолированную во всех остальных направлениях.*

К изучению динамического поведения такой системы и сводится прежде всего задача изучения механизма извержения. Соотношения характерных размеров очага и канала и характерных времен протекающих в них при извержении процессов позволяет еще более сузить конкретную задачу и свести ее к описанию квазистационарного течения магмы по каналу под действием заданного медленно меняющегося перепада давления. Существует ограниченный набор качественно различных устойчивых состояний такой системы, которые должны соответствовать различным режимам (стилям) извержения. Полученные результаты показывают, что наблюдаемая картина вулканических извержений в целом хорошо описывается этой простой моделью, а некоторые отклонения связаны с определенными возмущениями системы за счет внешних воздействий.

Охарактеризуем кратко основные компоненты системы “извергающийся вулкан”.

Очаг. Форма лучше всего аппроксимируется эллипсоидом или цилиндром, приблизительно изометричным или сплюснутым в вертикальном направлении [Федотов, 1976, 1976 а]. Линейные размеры очагов в плане со-

ставляют от нескольких единиц до первых десятков километров [Балеста, 1981; Фарберов, 1979; Лучицкий, 1971], о вертикальных размерах надежных сведений нет. Объем магмы в очаге – от нескольких десятков до тысяч кубических километров. Верхняя кромка очага располагается на расстоянии от нескольких до нескольких десятков километров от поверхности Земли.

Канал. Первоначально в жесткой литосфере возникает как трещина, которая впоследствии может преобразоваться в цилиндр. На глубине этот процесс идет медленно, вблизи поверхности, где в магме появляется газовая фаза и ее скорость и эродирующая способность резко возрастает, – быстро. Прямые наблюдения показывают, что для такого преобразования может быть достаточно первых суток [Большое..., 1984]. Для описания потока магмы в канале важна величина гидравлического диаметра последнего, которая растет при упомянутом изменении формы.

В период покоя канал частично отмирает начиная сверху, в ряде случаев он может отмереть полностью, и извержение в этом месте больше не возобновляется. Последний вариант имеет место в зонах ареального базальтового вулканизма [Важевская, Огородов, 1964; Сирин, 1968] или в случае побочных извержений крупного стратовулкана [Пийп, 1956].

Центральный канал крупного вулкана – образование стабильное, что подтверждается самой формой и размерами конической горы, насыпанной множеством извержений из одного и того же кратера, имеющего круглую форму, соответствующую горизонтальному сечению подводящего канала. Однако конкретные извержения почти всегда происходят через отверстия, занимающие лишь небольшую часть дна кратера и возникающие в различных местах этого дна. На эродированных древних вулканах видно, что материал жерловой фации, заполняющий неек, пронизан множеством разновозрастных, пересекающих друг друга даек [Лучицкий, 1971; Шеймович, 1975; Шеймович, Патока, 1980], каждая из которых, очевидно, являлась подводящим каналом извержения. Так что и при многократных извержениях через один кратер достаточно большая верхняя часть канала первоначально представляла собой вновь образованную трещину.

В существующих моделях, как правило, рассматриваются каналы трещинной формы, возникшие под действием гидроразрыва, осуществляемого поднимающейся магмой. В этом случае за счет упругой реакции окружающей среды раскрытие трещины должно меняться при изменении внутреннего давления. Однако реакция стенок не вполне упруга, эрозия стенок в центре и “замерзание” концов трещины стабилизируют ее еще задолго до полного преобразования в цилиндр. Кроме того, раскрытие трещины может не зависеть от внутреннего давления, если она возникла в обстановке общего тектонического растяжения. Эти обстоятельства привели к появлению двух крайних вариантов модели канала: 1) эластичная трещина, обеспечивающая

равенство давления литостатическому на всей длине канала при переменной площади его поперечного сечения [Wilson, Head, 1981; Wilson et al., 1980]; 2) жесткая трещина постоянного сечения, давление в которой полностью определяется гидростатикой и динамикой потока магмы [Слезин, 1983; Dobran, 1980].

В настоящей работе принят второй вариант, причем канал считается трещиной в зонах жидкостного течения и цилиндром с той же площадью поперечного сечения в зоне газовзвеси. (Заметим, что форма канала в зоне потока газовзвеси не очень существенна, так как она влияет только на величину сопротивления трения, которая в зоне газовзвеси обычно пренебрежимо мала.) Свидетельством в пользу нашего выбора являются наблюдения на Толбачинском извержении в 1975 году [Большое..., 1984]. Вынос так называемых аккреционных бомб [Слезин, 1996] с ядрами из песчаника, облепленными капельками лавы, указывает положение уровня фрагментации магмы на глубине не меньшей чем 2 км [Шанцер, 1978], что соответствует модели жесткой трещины постоянного сечения. При эластичной трещине глубина уровня фрагментации не могла бы быть больше немногих сотен метров.

В то же время на большой глубине, ближе к очагу, эластичность стенок может играть более заметную роль, однако при этом уменьшение раскрытия трещины с глубиной в определенной степени компенсируется уменьшением вязкости расплава.

Магма, заполняющая канал, в предлагаемой модели (так же как и в большинстве остальных) аппроксимируется двухкомпонентной двухфазной средой. Компоненты – летучий и нелетучий; фазы – конденсированная и газовая. Нелетучий компонент – силикатное вещество, которое может находиться только в конденсированной фазе; летучий – здесь, как и во всех моделях, считается состоящим из воды и может находиться как в конденсированной, так и в газовой фазе. Влияние второго по значимости компонента магматических газов – углекислоты [Кадик, Луканин, 1973; Кадик и др., 1973; Кадик, Эгглер, 1976], – в рамках нашей задачи сводится к уменьшению растворимости и увеличению плотности газа. Эти изменения противоположным образом влияют на динамику извержения. Сделанные мной оценки [Слезин, 1982] показали, что увеличение плотности более существенно – замена воды углекислотой, уменьшая объемную долю газа (при той же массовой), эквивалентна некоторому уменьшению массовой доли воды.

Массовая доля летучего компонента в магме составляет обычно не менее нескольких десятых долей процента по массе (“сухие” базальты) и не более 5–6% по массе (богатые водой кислые магмы). За пределами этого диапазона могут, по-видимому, находиться лишь дегазированные вблизи поверхности “остатки” жидких магм или магмы непосредственно в процессе извержения обогащенные фреатической водой.

Конденсированная фаза везде, где она является сплошным компонентом потока, считается жидкостью, а там, где она – дисперсный компонент (пирокластика), – твердым веществом. Присутствие в жидкости кристаллов в механике течения отдельно не учитывается, но в некоторых моделях учитывается их неспособность растворять летучий компонент. Плотность конденсированной фазы считается не зависящей от содержания в ней летучего компонента.

В основных вариантах предлагаемой модели (так же как и в большинстве других моделей) магма считается ньютоновской жидкостью с постоянной по длине канала вязкостью. В ряде работ учитывается зависимость вязкости от количества растворенных летучих (воды) [Бармин, Мельник, 1990; Слезин, Мельник, 1994; Dobran, 1992], а в [Dobran, 1992] также и от объемной доли пузырьков. Наиболее сильной является зависимость от количества растворенной воды, для которой в работе О.Э. Мельника и автора [Слезин, Мельник, 1994] предложена формула, хорошо аппроксимирующая экспериментальные результаты:

$$\eta = \eta_0 \exp(A \exp(-Bc) - 1), \quad (2.1)$$

где A и B – постоянные.

В 1972 году автором настоящей работы было предложено для описания поведения магмы в очаге использовать реологическую модель Бингама, а также близкую к ней более сложную модель [Слезин, 1972]. Позже О.Э. Мельником и автором [Слезин, Мельник, 1994] модель Бингама была введена и в описание течения магмы по каналу, но практически она не использовалась из-за недостатка данных о неньютоновских свойствах магмы в очаге и канале.

Абсолютные значения вязкости лав в момент извержения лежат в пределах от 10^1 – 10^2 Па.с (гавайские базальты) до 10^8 – 10^{10} Па.с (кислые экструзивные купола). В канале и очаге вязкость магмы должна быть меньше в несколько раз для основных магм и на несколько порядков – для кислых. Зависимости вязкости и некоторых других свойств водосодержащих силикатных расплавов от состава, давления и температуры в настоящее время изучены достаточно хорошо [Лебедев, Хитаров, 1979; Персиков, 1984; Эпельбаум, 1980], и в особенности в работе [Персиков, 1984], что позволяет делать необходимые экстраполяции.

Растворимость летучего компонента (воды) в расплаве считается зависящей только от давления p (это предположение принималось во всех существующих моделях) по закону [Sparks, 1978]:

$$c = a\sqrt{p}, \quad (2.2)$$

где c — массовая доля летучих в жидкой фазе и a — постоянный коэффициент, величина которого (по оценкам автора данной работы [Слезин, 1987]) может находиться в пределах от 0,001 до 0,002 бар^{-1/2} (0,0032–0,0064 МПа^{-1/2}). Величина a минимальна для основных магм и давлений до 4–6 кбар и максимальна для кислых магм и перепадов давлений от 0 до 1–2 кбар. Обычно принимавшаяся в расчетах величина a составляла 0,0013 бар^{-1/2} [Sparks, 1978; Wilson, Head, 1981].

Предполагается, что при изменении давления, вызванном подъемом магмы по каналу, успевает устанавливаться равновесие между концентрацией летучего компонента в расплаве и его давлением в газовой фазе. Это предположение, как правило, справедливо для пузырьков газа в расплаве и обычно не выполняется в газопирокластической взвеси, движущейся с большой скоростью. Однако, поскольку после диспергирования магмы доля газа, остающаяся в растворе, относительно невелика, в этой зоне используется одно из двух крайних предположений: равновесное газоотделение либо полное его отсутствие. Для высоковязких магм и больших скоростей потока (сочетание достаточно экзотическое) это допущение может не быть справедливым и в пузырьковой зоне, и тогда возникает диффузионное запаздывание газоотделения, влияние которого аналогично влиянию уменьшения содержания летучих. Попытка полного учета диффузионного запаздывания была сделана О.Э. Мельником и автором в [Слезин, Мельник, 1994].

Пороговое пересыщение, необходимое для появления зародышей газовой фазы, невелико, соответствует избыточному давлению порядка одного бара [Sparks, 1978]. Поэтому во всех моделях им пренебрегают. Недавно выполненные эксперименты [Hurwitz, Newon, 1994] подтвердили высказывавшиеся ранее предположения о гетерогенном характере нуклеации газовых пузырьков в магме, и было показано, что основными центрами зародышеобразования, понижающими его порог до величины ниже 10 бар, являются микролиты оксидов железа и титана. Для динамики процесса существенно, что гетерогенная нуклеация на большом количестве зародышей не только понижает порог зарождения новой фазы (по сравнению с гомогенной), но и способствует появлению очень большого количества зародышей в единице объема.

2.3.2. Физические условия в системе

Температуры извергающихся магм в целом находятся в интервале между солидусом и ликвидусом (1000–1200°C для базальтов и 800–1000°C для кислых магм). Температура магмы в очаге может быть оценена косвенным образом по составу фенокристаллов и расплавных включений в них. Одно из наиболее надежных и точных определений такого рода было сделано для вулкана Сент Хеленс по продуктам извержения 1980 года. Получена цифра

(930±10) °C [Rutherford et al., 1985], но таких оценок очень мало. Для вулкана Безымянного по продуктам, извергавшимся на разных этапах экструзивной стадии извержения, получены температуры 1000–1050°C по двупироксеновым и 930°C по роговообманковым андезитам [Кадик, Эгглер, 1976]

При подъеме к поверхности Земли по каналу в установившемся режиме на температуру магмы могут оказывать влияние следующие процессы: 1) потеря тепла через стенки; 2) отделение газовой фазы; 3) адиабатическое расширение; 4) вязкая диссипация; 5) кристаллизация расплава; 6) экзотермические химические реакции. Первый и третий процессы связаны с потерей тепла и понижают температуру, эффект второго процесса может иметь разный знак [Кадик и др., 1971], три последних процесса связаны с выделением тепла. Результирующий эффект может быть подсчитан точно только в процессе решения общей гидродинамической задачи, но грубые оценки могут быть сделаны и на основе простых соображений.

В очень “жестком” варианте трещинного канала длиной 10 км и толщиной 1 м при скорости потока расплава 10 см/с снижение температуры магмы за счет потерь тепла через стенки составит первые десятки градусов через сутки после начала извержения и первые градусы через месяц. Еще значительно меньше будет соответствующее снижение температуры для трещины большей мощности или цилиндрического канала и более интенсивного извержения.

Тепловой эффект отделения воды от силикатных расплавов, по А.П. Кадику и др. [1971], при давлениях в первые килобары отрицателен и для альбита может быть оценен величиной около –10°C на 1% H₂O. При давлениях выше 3 кбар эффект становится положительным. Л. Вильсон и Дж. Хэд [Wilson, Head, 1981], ссылаясь на эксперименты Бернхама и Дэвиса, утверждают, что тепловой эффект отделения воды от расплава обычно положителен и составляет не менее +10°C на 1% H₂O.

Расширение и ускорение потока переводит тепловую энергию магмы в кинетическую, а вязкое трение – кинетическую – обратно в тепловую. Результирующий эффект уменьшения температуры должен быть пропорционален кинетической энергии продуктов извержения, отнесенной к их массе. Если имеет место тепловое равновесие между пирокластикой и газом, при среднемассовой скорости струи 100 м/с охлаждение составит 4 градуса, при 200 м/с – 16 градусов. Если равновесие не достигается, охлаждение газа может быть больше, а пирокластики – меньше, однако оценки показывают, что отклонения от равновесия не велики и могут быть заметны только в самой верхней части канала при высокоинтенсивном газопирокластическом извержении.

Теплота полной кристаллизации расплава составляет от 50 до 100 кал/г [Дударев, 1972; Справочник..., 1969]. За время подъема магмы по каналу

возможна кристаллизация лишь небольшой доли расплава, особенно при высокоинтенсивных извержениях. Кроме того, кристаллизация не может нагреть магму, а может лишь замедлить охлаждение тем в большей степени, чем больше его величина. По-видимому, реальный тепловой эффект кристаллизации не более +10 градусов.

Экзотермические реакции могут в некоторых случаях дать значительный, но локальный эффект на контакте с внешней средой (разогрев поверхности лавовых озер [Macdonald, 1963], разогрев газовых струй в горнитосах [Большое..., 1984], оплавление кристалла диопсида в вулканической бомбе на Толбачике [Ковалев, Кутыев, 1977]), однако во всем объеме канала их влияние, по-видимому, пренебрежимо.

Таким образом, общее изменение температуры магмы по длине канала во время извержения вряд ли может превысить первые десятки градусов и составляет небольшую долю интервала солидус–ликвидус. Прделанные оценки позволяют использовать при решении задачи приближение *изотермичности* потока.

Давление. Очаг питается из глубже расположенной зоны магомгенерации, откуда магма поднимается за счет гидростатических сил. Разность плотностей магмы и окружающих пород достаточна, чтобы обеспечить у верхней кромки очага давление p_0 , превышающее литостатическое давление кровли $p_{лит}$ на сотни МПа. Однако такому повышению давления препятствует развитие в окружающих породах трещин, в конце концов приводящее к возникновению доходящего до дневной поверхности канала. Согласно имеющимся данным [Попов, 1973], для начала такого процесса достаточно избыточного давления, не превышающего 20 МПа (200 бар). При этом $p_{лит}$ для очагов разной глубины (4–30 км) составит от 100 до 700 МПа.

Избыточное давление в 20 МПа является движущим перепадом давления в начале проработки канала. По мере этой проработки к исходному избыточному давлению добавляется разность литостатического давления соответствующего столба пород и гидростатического давления столба магмы, заполняющей канал. Вспенивание и дробление магмы в канале при извержении сильно разуплотняет ее, увеличивая эту разность, а значит и перепад давления, до значительной величины, которая может достигать сотен МПа. Этот движущий перепад обеспечивает большие скорости и расходы магмы, и в стационарном режиме уравнивается гидравлическим сопротивлением канала.

В дальнейшем для удобства при построении модели в качестве одного из основных параметров вместо давления в очаге будем использовать давление p_{ex} , определенное как избыточное по отношению к гидростатическому давлению столба магмы, не содержащей газовых пузырьков:

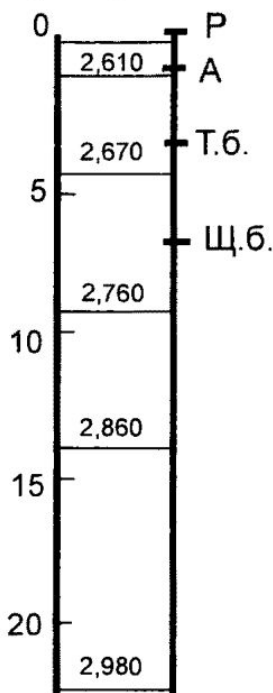
$$p_{ex} = p_0 - \rho g H. \quad (2.3)$$

Гидростатическое давление столба магмы в канале почти во всех случаях ниже литостатического (см. пример плотностного разреза коры в районе Авачинского вулкана на Камчатке, рис. 1). Следовательно p_{ex} , определенное выражением 2.3, в начале извержения может быть значительно больше 20 МПа, а в конце его благодаря разуплотнению магмы за счет вспенивания может достигать отрицательных величин.

Оценки показывают, что избыточное давление в очаге в пределе может меняться в процессе извержения от +100 МПа до –200 МПа, если считать стенки очага и канала абсолютно жесткими и прочными. Реальный диапазон возможных значений p_{ex} очевидно меньше – от примерно +40 МПа до –40–60 МПа.

Рис. 1. Средняя плотность промежуточного слоя при различных глубинах очага для Авачинской группы вулканов, вычисленная по данным [Зубин, Козырев, 1989].

Слева – шкала глубин в км; справа – уровни, где плотность расплава соответствующего состава [Murase, McBirney, 1973] равна средней плотности промежуточного слоя. Р – риолит, А – андезит, Т.б. – толеитовый базальт, Щ.б. – щелочной базальт



2.4. Структура потока в канале

Структура двухфазного газожидкостного потока детально изучалась и подробнейшим образом описана применительно прежде всего к пароводяным смесям, а также к газированным нефтям и технологическим смесям в химической промышленности [Бусройд, 1975; Дейч, Филлипов, 1968; Девидсон, Харрисон, 1965; Стернин, 1974; Уоллис, 1972; Нигматуллин, 1987]. Однако во всех этих случаях параметры потока очень сильно отличаются от параметров потока в канале вулкана, что не позволяет проводить прямые аналогии.

Для потока магмы при извержении характерны: высокая вязкость жидкости; большая разность плотностей конденсированной и газовой фаз при любых давлениях; большая вертикальная протяженность канала; различная физическая и химическая природа летучего и нелетучего компонентов; малая (первые проценты) массовая доля летучего компонента; значительное повышение вязкости нелетучего компонента после отделения от него летучего; гетерогенная нуклеация пузырьков на большом количестве центров.

Отсюда вытекают следующие особенности структуры потока магмы в канале вулкана:

1. Пузырьковый односкоростной поток существует в гораздо большем, чем это принято обычно считать, диапазоне объемных концентраций газовой фазы, вплоть до концентраций, отвечающих плотной упаковке пузырьков и выше; возможен переход жидкости с пузырьками в состояние *пены*.

2. Снарядный режим течения распространен ограниченно, осуществляется только при извержении жидких магм и очень редко переходит в дисперсно-кольцевой.

3. Широко распространен дисперсный режим течения, переход к которому может осуществляться непосредственно из пузырькового. При этом частицы дисперсной конденсированной фазы при механическом взаимодействии с несущим газом и со стенками обычно ведут себя как твердые.

4. Существует еще один тип структуры потока, названный автором настоящей работы “разрушающейся пеной” и впервые описанный им в [Слезин, 1980], а более детально в [Слезин, 1995, 1995 а] и в следующих главах этой работы. Это своеобразный режим двухфазного двухскоростного потока, когда обе фазы непрерывны. Среда при этом представляет собой подобие засыпки с довольно сильным сцеплением между частицами, или “канальную структуру”. Динамика потока газа в подобных структурах обсуждалась в [Нигматуллин, 1987], а применительно к магмам они экспериментально воспроизводились и изучались Ф.А. Летниковым [Летников, 1992; Летников и др., 1990; Балышев и др., 1996] и Дж. Айклбергером с сотрудниками [Eichelberger et al., 1986].

В установившемся режиме в канале вулкана могут существовать от двух до четырех структурных зон. Переход от зоны к зоне в направлении потока связан с ростом объемного расхода газа. В наиболее общем случае в направлении от очага к выходу на поверхность могут располагаться следующие зоны (рис. 2):

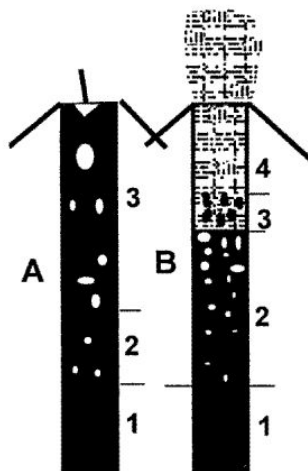


Рис. 2. Возможные структуры двухфазного потока в канале вулкана.

А – барботирующий режим: 1 – магма без пузырьков; 2 – пузырьковый режим односкоростной; 3 – барботирующий режим. В – дисперсионный режим: 1 – магма без пузырьков; 2 – пузырьковый режим; 3 – режим “разрушающейся пены” (пористая “канальная” среда); 4 – поток газозвеси

1. Гомогенная зона, в которой по каналу течет жидкость.

2. Пузырьковая зона. В канале находится газожидкостный дисперсный поток, в котором сплошная фаза – жидкость.

3. Здесь возможны три варианта, два из которых показаны на рисунке 2, А и В. В первом – увеличение расхода газа обеспечивается опережающим всплыванием крупных пузырей, вплоть до “снарядов”, которые возникают при объединении пузырьков, догоняющих друг друга (зона 3, рис. 2 А), во втором – в результате частичного разрушения соприкоснувшихся пузырьков возникает пористая масса, пронизанная сквозными каналами, по которым движется газ с опережающей, но еще не достаточной для полного диспергирования расплава скоростью – зона разрушающейся пены (зона 3, рис. 2 В). Представление об этой структуре дают пористые продукты газопирокластических извержений, в частности, пемза, поры в которой практически полностью соединены в связный лабиринт [Witham, Sparks, 1986]. Третий вариант отличается от второго отсутствием зоны разрушающейся пены – при достаточно высокой скорости потока и вязкости магмы скорость газа, освободившегося при разрушении пузырьков, может сразу оказаться достаточной для псевдооживления частиц пирокластики.

4. Зона дисперсного потока, в которой непрерывной фазой является газ – зона газовзвеси. В варианте В (см. рис. 2) в большинстве случаев частицы дисперсной фазы в газовзвеси ведут себя как твердые, испытывая между собой и со стенками канала упругие или приводящие к дроблению соударения – поверхность их носит следы хрупкого излома или окатывания. Характерным для потока в вулканическом канале является также относительно большая протяженность участка газовзвеси высокой плотности (псевдожидкости). Особенно велика зона плотной газовзвеси в случае крупных частиц с высокой пористостью (пемзы), на что указывает теория [Слезин, 1980] и что подтверждает высокая степень окатанности пемз. В варианте А возможен переход в дисперсно-кольцевой режим с жидкими частицами и жидкой пленкой на стенках канала, но он маловероятен. По-видимому, такой режим может иметь место только при высокоинтенсивном извержении самых жидких (гавайских) магм. Вариант В специфичен для высоковязких кислых магм.

Обратим особое внимание на зону разрушающейся пены. Эта зона не выделялась ни в одной из предшествовавших моделей, везде предполагался непосредственный переход от пузырькового к дисперсному потоку. При этом предполагался значительный рост давления в пузырьках перед фрагментацией. С. Спаркс [Sparks, 1978] объяснял это тем, что при приближении пузырьков к состоянию плотной упаковки дальнейший их рост связан с проталкиванием вязкого расплава через очень тонкие межпузырьковые перегородки и поэтому резко затормаживается. На самом деле пузырек в этом со-

стоянии окружен уже не жидкостью в тонкой перегородке, а качественно иной средой – пеной, деформация которой связана не с проталкиванием жидкости, а с растягиванием и изгибанием перегородок, и не только не затрудняется, но, наоборот, облегчается при их утончении. (Вспомним, что о необходимости подходить к пене как к новой фазе писал еще Л. Грейтон [1949], но его совет был забыт.) В результате в стационарном потоке слой частично разрушенной пены должен присутствовать практически всегда.

Возникновение проницаемых пузырьковых структур в силикатном расплаве экспериментально изучалось Ф.А. Летниковым с сотрудниками [Летников, 1992; Летников и др., 1990; Балышев и др., 1996] с целью смоделировать режим дегазации, необходимый для формирования наблюдаемых петрологических комплексов. Им была найдена резкая зависимость проницаемости от *скорости* декомпрессии магмы при одномерном ее расширении.

Из перечисленных четырех зон первые три объединяет то обстоятельство, что непрерывным компонентом дисперсного потока является жидкость, вязкость которой и определяет почти полностью величину сопротивления потоку. Назовем их *областью жидкостного течения*, которая отделена от *области газозвеси* уровнем фрагментации или диспергирования. Главной особенностью, отличающей двухфазный поток в канале вулкана от такового в большинстве технических систем, и прежде всего от потока пароводяной смеси, является очень резкое уменьшение сопротивления при переходе к газозвеси. Сопротивление обычно падает не менее чем на 5–6 порядков величины, в то время как для воды после перехода значительной части ее в пар оно может даже возрасти.

Динамика потока в вертикальном канале при заданной разности давлений между его концами определяется тремя категориями сил: 1) гравитационные; 2) инерционные; 3) силы трения. В большинстве технических устройств (и во всех, где присутствует поток газозвеси) определяющую роль играют инерционные силы, в некоторых – силы трения, роль гравитационных сил всегда незначительна. В вулканическом канале картина противоположная: при извержениях всех типов и в зонах с любыми режимами потока основными являются гравитационные силы, в области жидкостного течения существенны также силы трения, а инерционные силы почти везде играют ничтожную роль. Все это определяет качественную специфику динамики потока в канале вулкана.

2.5. Классификация извержений, основанная на структуре потока

Существует много классификаций вулканических извержений, основанных на тех или иных комбинациях признаков [Лучицкий, 1971; Макдональд,

1975; Риттман, 1964], отличающихся различными подходами к систематике и различной дробностью деления. Наиболее детальный обзор классификаций дан в работе [Макдональд, 1975], связь типов извержений со свойствами магмы обсуждена в работе Б.В. Иванова [1990].

Основным и исторически первым подходом стала классификация по внешним признакам. Ввиду обилия таких признаков и разнообразия их сочетаний наиболее удобной и распространенной до сих пор является основанная на этом подходе классификация по характерным *природным эталонам* – типы извержений: вулканский, стромболианский, гавайский, пелейский и т.д.

На принципиально ином подходе основаны классификации по выбранным в качестве основных свойствам магматической системы извергающегося вулкана. Это классификации по вязкости магмы, содержанию летучих, глубине очага [Ковалев, Селезин, 1979; Кравченко, 1955; Персиков, 1984]. Такой подход требовал определенных знаний о механизме извержения, отсутствие которых было причиной его недостаточной эффективности. Тем не менее значение подобных классификаций было велико, так как они стимулировали углубление в сущность явления.

Очевидно, что наиболее полезной для понимания физики процесса извержения должна быть классификация, основанная на физических характеристиках потока извергающегося вещества. В некоторых существующих классификациях такой подход использован при подразделении извержений на *эффузивные* и *эксплозивные* (иногда выделяются еще и *экструзивные* извержения, которые обычно считаются разновидностью эффузивных при высокой вязкости магмы).

Поскольку чисто эффузивных или чисто eksploзивных извержений не много, правильней говорить о двух типах *деятельности* или о двух *режимах* извержения, преобладание одного из которых в каждом отдельном случае определяет тип извержения. Существует понятие о степени eksploзивности, которая определяется объемной [Риттман, 1964] или массовой [Макдональд, 1975] долей пирокластики в продуктах извержения. Классификацию, использующую такое определение eksploзивности, можно назвать геологической, она отражает геологический эффект извержения, но не его динамику.

Автором настоящей работы предлагается классифицировать *режимы* извержения в соответствии с режимами течения (структурой дисперсного потока) на выходе из канала. Такая попытка уже была сделана В.А. Дрозниным [1980], который сопоставлял классический набор режимов двухфазного потока (охарактеризованный для пароводяных и воздуховодяных смесей) с типами извержений. Однако поток магмы в канале вулкана обладает качественными особенностями (описанными в разделе 2.4. настоящей работы), которые ограничивают применимость классической схемы. Учитывая это, автором были выделены три основных режима [Слезин, 1995]:

1. На дневную поверхность поступает жидкость с газом, распределенным в ней в виде дискретных объемов (пузырём). Во всем объеме канала непрерывная фаза – жидкость, дисперсная – газ. При существующих концентрациях и свойствах летучего компонента в магме извергающихся вулканов такой режим возможен только при условии эффективного удаления газа всплывающими сквозь расплав пузырями. Поэтому режим был назван мною *барботирующим* [Слезин, 1979].

2. На дневную поверхность поступает непрерывный поток газовзвеси. Такой режим ранее был назван мною *дисперсионным* [Слезин, 1979].

3. На дневную поверхность поступает двухфазная среда, в которой обе фазы непрерывны и движутся с разными скоростями. Она представляет собой высоковязкую магматическую массу, пронизанную системой связанных пор и каналов, по которым с опережающей скоростью движется газ. Такой режим течения был назван мною режимом *разрушающейся пены*.

Первому режиму соответствуют все извержения с дискретным выделением газа от считающихся чисто эффузивными до почти чисто эксплозивных стромболианских. То, что дискретность газоотделения при стромболианском извержении не нарушает пропорциональности расходов газа и расплава, отвечающей единому потоку, показано автором прямыми измерениями на Толбачинском извержении [Слезин, 1990].

Второму режиму отвечают все газопирокластические извержения, и прежде всего катастрофические плинианские. Главной особенностью этого режима является наличие в канале двух резко различающихся областей – жидкости и газовзвеси, – разделенных подвижной границей – *уровнем фрагментации*. Возможность значительного изменения полного сопротивления канала при незначительных перемещениях этой границы приводит к появлению неустойчивости потока, делает вероятными резкие неожиданные изменения характера извержения, поэтому изучению динамики данного режима уделяется особое внимание в настоящей работе.

Третьему режиму соответствуют экструзивные извержения. Как будет показано ниже, он практически возможен только при очень медленном движении высоковязкой магмы.

Условия осуществления основных режимов вулканических извержений

3.1. Предшествовавшие попытки

Поиски условий, при которых осуществляется полное диспергирование магмы, начались давно (см. обзорные работы [Лучицкий, 1971; Макдональд, 1975; Риттман, 1964]). Уже давно стало ясно, что “пеплообразованию” должно способствовать повышенное содержание летучих и повышенная вязкость, однако влияние этих параметров оказалось не всегда прямым и однозначным. Первым обратил на это внимание Дж. Ферхуген, который в своей известной работе [Verhoogen, 1951] впервые предпринял попытку теоретического рассмотрения проблемы. Он пришел к парадоксальному выводу, что единственным фактором, определяющим возможность пеплообразования, является количество зародышей пузырьков газа в единице объема магмы. Такой вывод оказался результатом сделанных Дж. Ферхугеном упрощающих допущений. Позже появилось много работ, посвященных разным аспектам динамики газопепловых извержений [Wilson et al., 1980; Vohletz et al., 1984; Carey, Sigurdsson, 1985; Alberti et al., 1981; Kieffer, Sturtevant, 1984]. В некоторых из них затрагивалась и проблема диспергирования магмы, но удовлетворительного решения ее не было.

Решение поставленной задачи должно базироваться на теоретических представлениях о зарождении пузырьков газа в магме, об их росте, взаимодействии и о формировании и механизме разрушения пенной структуры. Эти задачи рассматривались в различных работах, посвященных двухфазным потокам, но в исчерпывающем виде не решены даже для наиболее изученной воды. Применительно к магме рост отдельного изолированного пузырька наиболее детально был рассмотрен в работе С. Спаркса [Sparks, 1978], на которую и ссылаются все последующие авторы. Однако, переход к ансамблю пузырьков делается С. Спарксом лишь на уровне общих рассуждений и с ошибками.

Детальное изучение процесса нуклеации и формирования распределения пузырьков по размерам в магме началось лишь недавно [Toramaru, 1988, 1989], и немногие полученные результаты пока не применялись в динамических моделях, где использовались лишь грубые умозрительные схемы. На-

пример, в очень обстоятельной работе [Wilson, Head, 1981] предполагалась равномерная непрерывная нуклеация на протяжении всего подъема магмы, что заведомо неверно.

Процесс разрушения вспененной магмы в “волне дробления” рассматривался Ф. Беннетом [Bennett, 1974] и затем более детально М.А. Алидибировым [Алидибиров, 1987; Alidibirov, 1995] как нестационарный процесс разрушения дискретного объема при резком сбросе давления. Очевидно аналогичный механизм разрушения пены может иметь место и в стационарном потоке магмы на уровне фрагментации, но здесь более вероятно образование переходной зоны “разрушающейся пены”.

Попытка описания механизма осуществления экструзивного режима была сделана Дж. Айклбергером с сотрудниками на основе анализа данных о структуре экструзивного тела и его контактов с вмещающей средой [Eichelberger et al., 1986]. В этой работе предполагалась утечка газа через боковые стенки канала, который в данном случае оказался на протяжении нескольких сотен метров окружен очень пористой пирокластической засыпкой – результатом предшествовавшего экструзии мощного эксплозивного извержения. Такое объяснение механизма представляется мне слишком искусственным и вряд ли пригодным во всех или скорее в большинстве случаев. Ниже будет предложена более логичная и универсальная модель процесса, удовлетворяющая различным вариантам предыстории и структуры окружающей канал среды.

3.2. Барботирующий и дисперсионный режимы

Для полного диспергирования расплава необходимо, чтобы объемная доля газовых пузырьков достигла достаточно большой величины (близкой к “плотной упаковке”) при более или менее однородном их распределении в жидкости. При этом толщина перегородок между пузырьками снизится до уровня, когда для начала их массового разрушения станет достаточно имеющегося в пузырьках избыточного давления. Последнее определяется кинетикой роста пузырьков при снижении внешнего давления и, как правило, невелико. (Сделанный в упоминавшейся работе С. Спаркса [Sparks, 1978] вывод о резком росте давления в пузырьках после достижения ими состояния, близкого к плотной упаковке не верен. В этом состоянии каждый пузырек окружен уже не жидкостью, которая должна течь в узком зазоре, а новой субстанцией – пеной, – вязкость которой снижается с увеличением ее кратности.)

Воспрепятствовать возникновению условий, необходимых для фрагментации магмы, может либо недостаток способного отделиться от магмы газа (которого для этого должно быть менее 0,1% по массе, что практически не

вероятно), либо своевременное его удаление всплывающими с опережением достаточно крупными пузырями. Последнее возможно, если “первичные” пузырьки в процессе роста смогут догонять друг друга и объединяться. Тогда возникнет альтернативный *барботирующий* режим. Необходимое для этого условие можно записать так:

$$\Delta l > k_1 d, \quad (3.1)$$

где d - среднее расстояние между пузырьками, $\Delta l = l_L - l_S$ - разность путей, проходимых большим (l_L) и малым (l_S) пузырьками при всплывании; k_1 - коэффициент, учитывающий неравномерность распределения пузырьков в пространстве.

Определим входящие в 3.1 величины. Расстояния между пузырьками не больше, чем расстояния между их центрами, поэтому:

$$d < n^{-\frac{1}{3}}, \quad (3.2)$$

где n - число зародышей пузырьков в единице объема магмы.

Появление новых зародышей пузырьков наиболее вероятно на наибольшем удалении от уже имеющихся пузырьков, где сохраняется наибольшее пересыщение, поэтому к концу нуклеации распределение зародышей пузырьков в пространстве должно быть приблизительно равномерным и можно положить

$$k_1 = 1. \quad (3.3)$$

Путь \bar{l} , пройденный средним пузырьком при всплывании, можно приближенно определить так:

$$\bar{l} = \bar{u} T, \quad (3.4)$$

где \bar{u} - средняя скорость всплывания, T - время, в течение которого пузырек может всплывать.

Каждый пузырек при отсутствии слияния с соседями может вырасти от размера устойчивого зародыша до максимального размера в плотной упаковке, приблизительно равного $n^{-\frac{1}{3}}$. Тогда скорость всплывания, определенная в первом приближении как среднеарифметическое начальной и конечной, будет

$$\bar{u} = \frac{\rho_l g}{36\eta} n^{-\frac{2}{5}}, \quad (3.5)$$

где ρ_l – плотность расплава, g – ускорение силы тяжести, η – вязкость расплава.

Всплывать пузырек может в течение времени, необходимого магме, чтобы подняться от уровня зарождения пузырька h_0 до уровня, где может быть достигнута плотная упаковка – h_p , когда соотношение объемов газа и жидкости V_g / V_l станет равным 3. Если разность уровней определить через разность давлений

$$h_0 - h_p = \frac{P_0 - P_p}{\bar{\rho}g + G \frac{\bar{U}\eta}{b^2}}, \quad (3.6)$$

где $\bar{\rho}$ – средняя плотность и \bar{U} – средняя скорость потока на соответствующем участке канала, то:

$$T = \frac{P_0 - P_p}{\bar{U}\bar{\rho}g + G \frac{\bar{U}\eta}{b^2}}. \quad (3.7)$$

Здесь η – вязкость магмы, b – характерный поперечный размер канала, G – множитель, характеризующий геометрию поперечного сечения канала. Ввиду непрерывности потока:

$$\bar{U}\bar{\rho} = U\rho_l, \quad (3.8)$$

где U и ρ_l – скорость подъема магмы без пузырьков и ее плотность, соответственно. Отсюда следует: $\bar{U} = \frac{U\rho_l}{\bar{\rho}}$. Величина $\bar{\rho}$ и, соответственно, \bar{U} на интервале $p_0 - p_l$ может быть вычислена путем интегрирования несложного выражения в предположении равновесности газоотделения. Отношение $\frac{\bar{U}}{U}$ в зависимости от c_0 в пределах реальных магматических газосодержаний меняется примерно от 2,5 до 1.7 и равно 2 при газосодержании чуть меньше 5%. Положив в первом приближении $\bar{U} = 2U$ и учтя 3.11, получим:

$$T = \frac{P_0 - P_p}{U\rho_l g} \left(1 + G \frac{4U\eta}{g\rho_l b^2} \right)^{-1}. \quad (3.9)$$

Давления p_0 и p_p определяются через зависимость растворимости летучего компонента в расплаве от давления, описываемую равенством 2.2 и его массовую долю в магме c_0 . Считая газ идеальным, запишем:

$$\frac{V_g}{V_l} = \frac{\rho_l p_a (c_0 - a\sqrt{p})}{\rho_{ga} p}, \quad (3.10)$$

где p_a – атмосферное давление и ρ_{ga} – плотность газа при этом давлении и температуре магмы. Подставив в уравнение 3.10 вместо левой части 0, можно найти p_0 , а подставив 3, найти p_p . Далее, подставляя эти величины в 3.9 и затем 3.9 и 3.5 в 3.4, можно найти путь всплывания среднего пузырька $l = \bar{l}$.

Следующим шагом определим “большой” и “малый” пузырьки и выразим Δl через \bar{l} . Радиусы “большого” и “малого” пузырьков – r_L и r_S – надо выбирать так, чтобы вероятность “малому” оказаться впереди “большого” в “зоне захвата” была равна единице в любом сечении канала после окончания процесса нуклеации. “Зону захвата” можно определить как круг с радиусом, несколько меньшим суммы радиусов “большого” и “малого” пузырьков, так как “малый” способен огибать “большого” с линиями тока жидкости. Практически она считалась равной поперечному сечению “большого” пузырька.

Подсчет вероятности приводит к выводу, что при любых реальных размерах канала и количества зародышей пузырьков в единице объема и при любом возможном распределении пузырьков по размерам в качестве “большого” можно взять пузырек максимального радиуса r_{\max} , а в качестве “малого” – минимального – r_{\min} . Например, для равномерного распределения по размерам требование равенства единице вероятности наличия хотя бы одной пары “большой позади, малый впереди” в любом сечении канала приводит к неравенству:

$$\Delta r r_L > \frac{\Delta r_{\max}}{\sqrt{6S}} n^{\frac{2}{3}}, \quad (3.11)$$

где $\Delta r = r_{\max} - r_L = r_S - r_{\min}$, $\Delta r_{\max} = r_{\max} - r_{\min}$, S – площадь поперечного сечения канала. Пусть $S = 100 \text{ м}^2$, $\Delta r_{\max} = 50 \text{ мкм} - 5 \text{ мкм} = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, $n = 10^{11} \text{ м}^{-3}$, тогда 3.11 переписывается так:

$$\Delta r r_L > 0,85 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2. \quad (3.12)$$

Так как $r_L < r_{\max} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, чтобы выполнялось условие 3.12, необходимо $\Delta r > 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. То есть практически r_L может отличаться от r_{\max} , а r_S от r_{\min} не более чем на сотую долю процента.

Распределение пузырьков по размерам зависит от режима нуклеации и от динамики их последующего роста. После появления первых зародышей пузырьков дальнейшее снятие пересыщения происходит за счет двух процессов: продолжающейся нуклеации и диффузионного стока летучего компонента в уже имеющиеся пузырьки. Конкуренция этих процессов быстро приводит к прекращению нуклеации и стабилизации количества пузырьков на единицу массы магмы. Теоретические расчеты, сделанные в [Togami, 1989], дают для интервала нуклеации величину порядка 1 бар, а более грубые оценки автора – величину, едва превышающую 10 бар, что составляет менее 1% от полного перепада давления по каналу. Растянутая во времени нуклеация формирует первоначальное распределение пузырьков по размерам, которое затем изменяется в процессе подъема магмы.

Рост пузырьков происходит за счет двух механизмов – диффузионного притока массы и декомпрессии. Некоторое время после окончания нуклеации преобладает первый механизм, но очень скоро его вклад становится незначительным. Это показано в [Sparks, 1978] для одиночного пузырька, а для пузырька, растущего в ансамбле себе подобных, эффект будет еще более выраженным. Влияние первого процесса на относительные размеры пузырьков зависит от динамики подъема магмы и, вообще говоря, может быть неоднозначным, но, как правило, ведет к некоторому их выравниванию; второй процесс сохраняет отношения радиусов пузырьков. Из сказанного следует, что при отсутствии слияния отношение радиусов наибольшего и наименьшего пузырьков должно несильно меняться вдоль канала, причем в сторону уменьшения, и для оценки его можно воспользоваться результатами измерений в пирокластике.

Обмер пузырьков в частицах пирокластике (на фотографиях СЭМ из атласа [Heiken, Wohletz, 1985] и в толбачинских шлаках) дает величину $r_{\max} / r_{\min} \sim 10$ (если исключить из рассмотрения пузырьки, форма которых позволяет предположить происхождение в результате слияния). Очевидно, в канале это отношение должно быть не меньшим, и, учитывая сказанное выше, можно положить также $r_L / r_S \sim 10$. Так как $l \sim r^2$, можно, не сделав большой ошибки, положить $\Delta l = l_L - l_S \sim l_L$, а также $r_L \sim 2r$ и $l_L \sim 4l$. Следовательно:

$$\Delta l = 4\bar{l}. \quad (3.13)$$

Учитывая 3.3, 3.4 и 3.13, первоначальное условие 3.1 можно переписать следующим образом:

$$\bar{l} > \frac{1}{4} n^{-\frac{1}{3}}. \quad (3.14)$$

Величина \bar{l} определяется формулой 3.4 с подстановкой 3.5 и 3.9. Сделав соответствующие подстановки в 3.14, после простых преобразований получаем необходимое условие *барботирующего* режима:

$$U\eta n^{\frac{1}{3}} \frac{a^2}{c_0^2} F(Q)(1 + F_1) < 0,11, \quad (3.15)$$

$$F(Q) = \left(1 - Q^2 \left(\sqrt{1 + \frac{2}{Q}} - 1 \right)^2 \right)^{-1}, \quad Q = \frac{\rho_l p_a a^2}{6 \rho_{ga} c_0}, \quad F_1 = 4G \frac{U\eta}{g \rho_l b^2}.$$

Все величины, входящие в Q , кроме c_0 , имеют диапазон возможных изменений в пределах 20–30%. Величина c_0 может меняться в несколько раз. Оценки показывают, что предел возможных изменений Q составляет 0,05–1, а величина $F(Q)$ при этом меняется лишь вдвое, от 1,08 до 2,15. Учитывая общую не очень высокую точность проделанного вывода и исходных параметров, можно без ущерба заменить ее средним значением 1,6.

Величина F_1 представляет собой отношение вкладов силы трения и веса магмы в потери давления на участке пузырькового течения. При барботирующем режиме, когда отсутствует зона газозвеси, эта величина всегда меньше 1 и приблизительно равна $(\rho_l - \rho)/\rho_l$, где $\bar{\rho}$ – средняя плотность магмы на всей длине канала. Вблизи границы между барботирующим и дисперсионным режимами величина $F_1 < 0,5$ и может приближаться к этому значению лишь когда весь канал заполнен пузырьковой жидкостью и длина его невелика. Приняв для величины F_1 постоянное значение, близкое к максимальному, и подставив его в формулу 3.15 вместе со средним значением $F(Q)$, получим следующее неравенство:

$$Di = U\eta n^{\frac{1}{3}} \frac{a^2}{c_0^2} < 0,05. \quad (3.16)$$

В левой части неравенства 3.16 стоит безразмерный комплекс, обозначенный мною ранее [Слезин, 1972] буквами Di , в правой – его критическое значение $Di_{cr}=0,05$, определяющее условие осуществления барботирующего режима. При $Di > Di_{cr}$ возможен один из двух режимов – дисперсионный (газопепловый) или экструзивный. В работах [Слезин, 1972, 1995] условие $Di > Di_{cr}$ было названо мною необходимым (но не достаточным) условием осуществления дисперсионного режима.

Структура критерия Di показывает влияние каждой из 5 входящих в него величин. Возникновению барботирующего режима способствует уменьшение скорости подъема магмы, ее вязкости и количества пузырьков в единице объема. Качественно характер влияния этих трех переменных достаточно очевиден. Менее очевиден характер влияния величин a и c : уменьшение пер-

вой из них и рост второй увеличивает глубину появления первых пузырьков и, значит, вероятность их объединения при подъеме до поверхности.

Рассмотрим подробнее величины, входящие в критерий Di . Скорость U можно назвать динамическим параметром; содержание летучих c характеризует состав системы по основным компонентам, определяющим дисперсность потока; остальные переменные — η , n и a — связаны со свойствами вещества, причем в основном характеризуют свойства конденсированной фазы — силикатного расплава. Поскольку эти величины входят в критерий Di как сомножители и при изменении типа магмы от основной к кислой меняются в

одном направлении, их комбинацию $\xi = \eta n^{\frac{1}{3}} a^2$ можно рассматривать как единую обобщенную характеристику конденсированного вещества и записать Di как функцию 3-х переменных:

$$Di = \frac{U\xi}{c_0^2} \quad (3.17)$$

Размерность ξ — обратная скорости; кислым магмам соответствует величина ξ порядка 10^{-2} с/м, а основным — порядка 10^{-5} с/м.

Если в 3.17 вместо Di подставить его критическое значение, получим уравнение, связывающее три переменные — U , ξ и c_0 — и описывающее некоторую поверхность. Область, расположенная ниже этой поверхности, соответствует комбинациям переменных, при которых осуществляется барботирующий режим. На рисунке 3 показаны сечения этой поверхности при разных ξ . Видно, что барботирующий режим должен преобладать при извержениях основных магм и почти не вероятен для кислых.

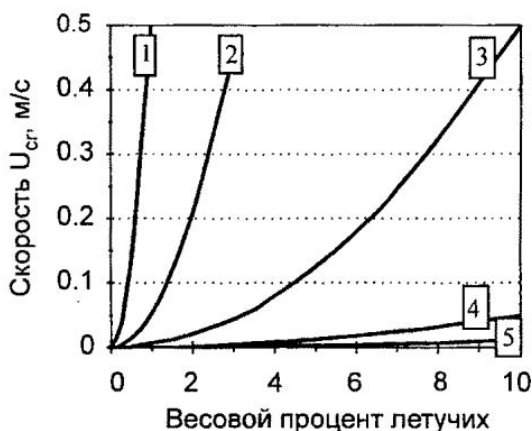


Рис. 3. Критическая скорость подъема магмы.

Кривые с 1-й по 5-ю описывают значения критической скорости подъема магмы для значений ξ от 10^{-5} до 10^{-1} , соответственно.

В качестве основной переменной, определяющей эволюцию режима, удобно выбрать скорость подъема магмы U , и, учитывая 3.16 и 3.17, можно

записать условие осуществления барботирующего режима следующим образом:

$$U \leq U_{cr} = \frac{Di_{cr} c_0^2}{\xi}, \quad Di_{cr} = 0,05. \quad (3.18)$$

3.3. Дисперсионный и экструзивный режимы

Когда $Di > Di_{cr}$ и барботирующий режим неосуществим, пузырьки в процессе роста достигают состояния, близкого к плотной упаковке, и начинается разрушение образовавшейся пенной структуры. Для возникновения дисперсионного режима необходимо, чтобы это разрушение происходило полностью и скорость потока газа, высвободившегося после разрушения пены, была достаточна для псевдооживления образовавшихся частиц. Как правило, в стационарном потоке сразу после начала разрушения магмы эти условия не выполняются: происходит лишь частичное разрушение пены или возникает подобие засыпки из частично вновь соединяющихся частиц – пористая масса, пронизанная связанной системой микро- и макроканалов, по которым движется газ (“разрушающаяся пена”). По мере дальнейшего подъема магмы объемный расход и скорость газа растут и, наконец, может появиться газовзвесь. Если скорость газа даже на выходе из канала оказывается не достаточной, разрушающаяся пена поступает на поверхность в виде экструзии.

Величина скорости газа, достаточная для псевдооживления, может быть найдена, если рассматривать разрушающуюся пену как засыпку отчасти слипшихся частиц. Она зависит от размеров частиц и их плотности, а также от силы сцепления их между собой. Распределение частиц по размерам формируется в зоне разрушения пены и затем может несколько модифицироваться в зоне газовзвеси. Очевидно, что чем выше вязкость магмы и интенсивность процесса (что способствует сохранению более высокого давления в пузырьках и сужению зоны дробления), тем мельче будут частицы. В пределе они будут содержать только “скорлупки” межпузырьковых перегородок. Плотность таких скорлупок равна ρ_l , но форма их сложная, с развитой поверхностью, что увеличивает их коэффициент сопротивления потоку газа. Крупные частицы, содержащие поры, имеют меньшую плотность, но гораздо более близкую к изометричной форму и меньший коэффициент сопротивления. В дальнейших выкладках и расчетах реальная полидисперсная взвесь заменяется монодисперсной (с использованием процедуры усреднения, предложенной автором [Слезин, 1980 а]), с частицами, имеющими соответствующую среднюю плотность и коэффициент сопротивления равный 1 (в соответствии с экспериментами [Walker et al., 1971]).

Объемная доля свободного газа, соответствующая началу псевдооживления — δ_0 , для однородных сфер равна 0,4 [Девидсон, Харрисон, 1965]. Почти такая же величина ($\delta_0 = 0,44$) была экспериментально получена как среднее из серии опытов для естественного образца пирокластики (заполнителя пирокластического потока) [Алидибиров, Кравченко, 1988]. Границе между экструзивным и дисперсионным режимами извержения отвечает начало псевдооживления на выходе из канала, где давление снижается до атмосферного (p_a) и плотность газа становится равной ρ_{ga} . Считая, что к этому моменту весь газ выделился в свободную фазу, найдем его скорость из условия непрерывности:

$$u_g = \frac{U\rho_l c_0}{\rho_{ga}\delta_0}. \quad (3.19)$$

Скорость частиц u_p определится как разность u_g и терминальной скорости u_t частицы среднего диаметра d_p . Если учесть стесненность потока (влияние соседних частиц) путем умножения на коэффициент $k(\delta_0)$, для u_t получим выражение:

$$u_t = \sqrt{\frac{4g\rho_p d_p}{3\rho_{ga}}} k(\delta_0). \quad (3.20)$$

Индекс p везде относится к величинам, характеризующим частицы, $\rho_p = \rho_l(1 - \beta)$, где β — пористость частиц. Скорость частиц в стационарном режиме также должна удовлетворять условию непрерывности (потока нелетучего компонента):

$$u_p = \frac{U\rho_l}{\rho_p(1 - \delta_0)}. \quad (3.21)$$

Если обозначить скорость газа, необходимую для отрыва частицы, — $u(F_p)$, где F_p — усилие отрыва частицы, условие появления газозвеси на выходе из канала запишется так:

$$u_g \geq u_p(\delta_0) + u_t(\delta_0) + u(F_p). \quad (3.22)$$

Три слагаемых правой части 3.22 неравноценны. Второе — u_t — зависит только от размера и плотности частицы, в то время как первое — u_p — определяется скоростью подъема магмы и на уровне диспергирования почти для всех частиц должно быть значительно меньше второго. Для более или менее точной оценки третьего слагаемого в настоящее время нет данных, оно может быть как значительно меньше второго, так и значительно больше. Таким

образом, в первом приближении первым слагаемым можно пренебречь, а для третьего рассмотреть возможные крайние случаи.

Положив в неравенстве 3.22 первое слагаемое правой части равным 0 и подставив в него 3.19, 3.20 и 3.21, разрешим его относительно U :

$$U \geq \frac{\delta_0 \rho_{ga}}{\rho_l c_0} \left(\sqrt{\frac{4g\rho_p d_p}{\rho_{ga}}} k(\delta_0) + u(F_p) \right). \quad (3.23)$$

Если усилие отрыва частиц значительно меньше, чем усилие, необходимое для поддержания их в состоянии псевдооживления, и после дробления частицы не слипаются, можно положить $u(F_p)=0$ и 3.23 перепишется так:

$$U \geq \frac{\delta_0 k(\delta_0)}{c_0} \sqrt{\frac{4g\rho_{ga} (1-\beta) d_p}{3\rho_l}}. \quad (3.24)$$

Если же усилие отрыва значительно превосходит усилие псевдооживления, то приближенно можно записать:

$$U \geq \frac{\delta_0 \rho_{ga}}{\rho_l c_0} u(F_p). \quad (3.25)$$

При невыполнении условия 3.23 или одного из условий 3.24 и 3.25 осуществляется экструзивный режим. Для оценок и анализа подставим численные значения некоторых величин в 3.24: $\delta_0 = 0,44$; $k(\delta) = 0,1$ (согласно экспериментальным данным [Алидибиров, Кравченко, 1988]), $\rho_l = 2,5 \text{ г/см}^3$, $\rho_{ga} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ и $\beta = 0,5$. После подстановки получим:

$$U \geq \frac{0,01}{c_0} \sqrt{d_p}, \quad (3.26)$$

где d_p в см и U см/с. Подставляя в 3.26 различные наблюдаемые значения c_0 и d_p , найдем, что при отсутствии слипания или сцепления частиц для осуществления экструзивного режима скорость подъема магмы должна быть около 0,1 см/с или менее. Оценки реальных скоростей на извержениях показывают, что соответствующая величина U обычно, по-видимому, больше – порядка нескольких десятых см/с, то есть роль слипания достаточно велика.

Приравняв скоростной напор усилию отрыва F_p , можно выразить $u(F_p)$ через F_p и получить из 3.25 приближенное выражение, аналогичное 3.26:

$$U \geq \frac{0,001}{c_0} \frac{\sqrt{F_p}}{d_p}, \quad (3.27)$$

где все величины в системе CGS.

Усилие отрыва частицы при прочих равных условиях растет с ростом ее размера несколько быстрее этого последнего, поэтому правая часть 3.27, также как и правая часть 3.26, зависит от d_p не сильно. Для грубых оценок вместо 3.26 и 3.27 напомним:

$$U_d = \frac{A}{c_0}, \quad (3.28)$$

где, если U_d измерять в см/с, A может иметь значения от $n \cdot 10^{-3}$ для мелких не слипающихся частиц до $\sim 10^{-1}$ для частиц с усилением отрыва, заметно превышающим их вес.

3.4. Взаимоотношения трех основных режимов

Объединяя все полученное в этом разделе, условия осуществления каждого из трех основных режимов извержения можно записать в виде таблицы (табл. 1).

Таблица 1

Условия осуществления основных режимов извержения

УСЛОВИЕ: РЕЖИМ	$U > U_D$	$U < U_D$	$U > U_d$	$U < U_d$
Барботирующий	-	+	0	0
Экструзивный	+	-	-	+
Дисперсионный	+	-	+	-

+ – условие должно выполняться; – – условие должно не выполняться;
0 – условие безразлично.

Области существования режимов показаны на рисунке 4 графически.

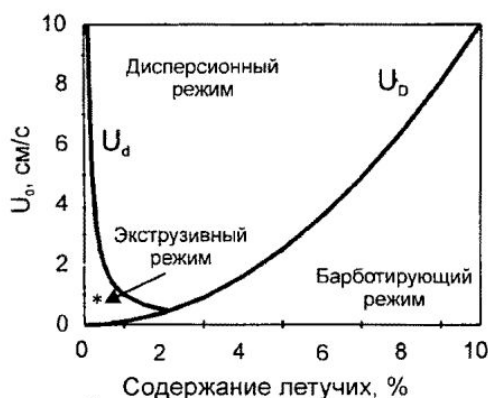


Рис. 4. Карта режимов извержения

Области существования режимов: дисперсионного; барботирующего; экструзивного (*). Восходящая кривая (U_D) рассчитана по формуле 3.18 при $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$ /см; нисходящая (U_d) – по формуле 3.28 при $A=0,01$. Эти параметры соответствуют магмам среднего состава

Рис. 5. Зависимость режимов извержения от содержания летучих компонентов в магме, скорости ее подъема и параметра ξ . Пронумерованные кривые с 1-й по 5-ю соответствуют величинам ξ от 10^{-5} до 10^{-1} с/м (от базальтов до риолитов). Кривая U_d (спадающая) такая же, как и на рисунке 4

Для мелких не слипающихся частиц кривая U_d пройдет несколько ниже, чем на рисунке 4, а в случае, когда усилие отрыва частиц значительно выше, кривая U_D может иметь очень разные наклоны. Кое что показано на рисунке 5.

Глядя на рисунок 5, нетрудно заметить, что в принципе любой режим возможен при извержении вулкана с любым типом магмы, но относительные вероятности их сильно различаются. У базальтовых вулканов резко преобладает барботирующий режим, дисперсионный возможен лишь при малом содержании летучих и сравнительно высоких скоростях подъема магмы, а экстррузивный практически не возможен, так как требует содержания летучих менее 0,3% по массе. У кислых вулканов, наоборот, резко преобладает дисперсионный режим, в широком диапазоне содержаний летучих возможен экстррузивный режим и очень мало вероятен барботирующий.

3.5. Некоторые оценки для конкретных извержений

Толбачик 1975-1976 гг.

Это извержение, в изучении которого автор принимал активное участие, детально описано в статьях [Федотов и др., 1977, 1978] и коллективной монографии [Большое..., 1984]. Оно происходило в два этапа, получивших название *Северного* и *Южного Прорывов*, которые были разнесены пространственно и резко различались по режиму. На Южном Прорыве наблюдался исключительно барботирующий режим (классический стромболианский), на Северном почти все время имел место дисперсионный режим, причем на довольно больших промежутках времени он отличался значительной стабильностью. Некоторые средние характеристики обоих прорывов приведены в таблице 2.

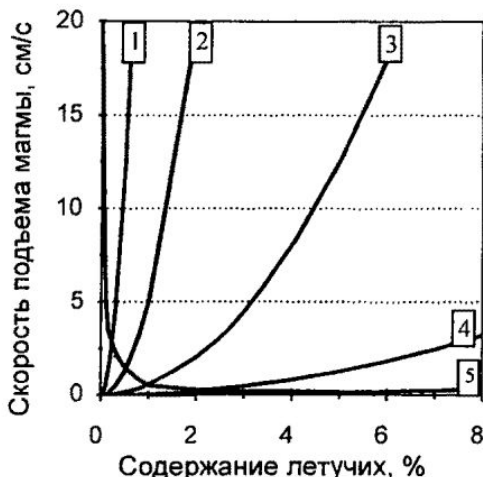


Таблица 2

Средние характеристики извержения Толбачика в 1975–1976 годах

	U , м/с	η , Па.с	n , м ⁻³	c_0	a , Па ^{-1/2}	d_p , м	ρ_p , кг/м ³
Северный Прорыв	0,15	10^5	$3 \cdot 10^{10}$	0,09	$3 \cdot 10^{-6}$	0,01	1500
Южный Прорыв	0,02	10^3	$3 \cdot 10^{10}$	0,01	$3 \cdot 10^{-6}$	-	-

Приведенные в таблице 2 величины определялись следующим образом. Скорость U получалась делением среднего массового расхода на площадь поперечного сечения канала и плотность расплава. Площадь поперечного сечения канала определялась по длине и раскрытию трещины в начале извержения и по диаметру основания цилиндрической струи на Северном Прорыве или диаметру жерла на Южном – впоследствии. Относительно вязкости магмы, в канале принимались минимальные значения вязкости, измеренные на лавовых потоках при их первом появлении на поверхности Земли. Массовая доля летучего компонента, который считался водой, – c – оценивалась по расходам газа и конденсированной фазы, которые определялись различными способами в разных случаях [Большое..., 1984; Слезин, 1987]. Количество пузырьков в единице объема n находилось как на основании прямого обмера образцов шлака, так и с использованием зависимости плотности частиц шлака от их размеров. Средний размер частиц находился [Слезин, 1980] с использованием данных гранулометрии пирокластических отложений, приведенных в работах [Будников и др., 1978; Малеев, Ванде-Кирков, 1978]. Плотность расплава принималась равной 2700 кг/м³ и плотность газа на выходе в атмосферу – 0,16 кг/м³.

Расчет дает для Южного Прорыва величину $Di = 0,005$, что на порядок меньше критической и соответствует устойчивому барботирующему режиму. Для Северного Прорыва $Di = 0,1$, что соответствует дисперсионному режиму. В этом случае величина Di превышает критическую лишь не на много. Поскольку в критерий подставлялись средние значения параметров, изменения расхода на отдельных этапах извержения могли приводить к чередованию режимов. Подобная нестабильность действительно наблюдалась ближе к концу извержения Северного Прорыва.

В целом можно сказать, что пример Толбачинского извержения подтверждает теорию.

Сент Хеленс 1980 г. и Безымянный 1956 г.

Детальное описание извержения вулкана Сент Хеленс дано в работе [The 1980..., 1981]. Начальная стадия извержения включала в себя умеренные эксплозии и деформации постройки. Затем произошло крупномасштабное обрушение постройки, спровоцировавшее мощный косо направленный взрыв,

после чего последовала основная стадия газопирокластического плинианского извержения, которая продолжалась 9 часов в достаточно стабильном режиме. Примерно через три недели после основной стадии началось выдавливание экструзивного купола.

За 9 часов плинианской деятельности было выброшено $0,25 \text{ км}^3$ ювенильного материала (приведенного к плотной магме с плотностью 2600 кг/м^3), так что средний расход составил около $8000 \text{ м}^3/\text{с}$. В начале роста экструзивного купола расход составлял около $8 \text{ м}^3/\text{с}$. Для плинианской стадии скорость подъема магмы и, соответственно, площадь сечения канала были найдены мной на основе анализа характеристик газопирокластической струи [Слезин, 1991]. Эта скорость чуть больше 1 м/с . Соответственно, максимальная скорость на экструзивной стадии близка к $0,1 \text{ см/с}$.

Исходное содержание в магме растворенной воды, определенное по фазово-минеральным равновесиям во включениях, $c_0 = 0,046$ [Rutherford et al., 1985]. Обработав данные по гранулометрическому составу и рассеянию пирокластики, приведенные в работе [The 1980..., 1981], найдем средний размер частицы в эруптивной струе: $d_p = 0,1 \text{ см}$.

Расчет по формуле 3.18 показывает, что $U_{кр}$ намного меньше 1 м/с при любых приемлемых для магмы Сент Хеленса значениях ξ , то есть теория однозначно указывает на дисперсионный режим. Расчет величины U_d , отделяющей дисперсионный режим от экструзивного, по формуле 3.28 дает величину $0,07 \text{ см/с}$, которая примерно в 1,5 раза меньше максимальной, оцененной по данным наблюдений на извержении. Различие находится в пределах точности как той, так и другой оценки, так что можно говорить о совпадении величин. Если же его считать значимым, оно может указывать на существование заметного усилия отрыва частиц при переходе к газовзвеси.

В соответствии с данными последнего переизучения отложений извержения вулкана Безымянного 1956 года [Belousov, Bogoyavlenskaya, 1988] оно развивалось в основном по тому же сценарию, что и извержение Сент Хеленса 1980 года. Количественных данных по этому извержению значительно меньше, но некоторые оценки сделать можно. Исходное содержание растворенной воды, согласно [Кадик и др., 1986], составляет от 5 до 6 процентов, средний размер частиц примерно такой же, как у Сент Хеленса. Отсюда такой же должна быть и величина U_d . Средний темп роста экструзии за первые 3 месяца составил примерно $3 \text{ м}^3/\text{с}$. Можно предполагать, что в первые дни темп роста экструзии был выше, близким к тому, который наблюдался в аналогичный период на Сент Хеленсе. В целом наблюдения на Безымянном также подтверждают теоретические результаты. Различие, по-видимому, лишь в том, что купол на Безымянном начал расти практически сразу после прекращения плинианской фазы, в то время как на Сент Хеленсе – через три недели после нее.

Теория дисперсионного режима

4.1. Постановка задачи и способ решения

4.1.1. Физическая постановка

Конкретная постановка задачи выглядит следующим образом: по вертикальному каналу движется поток магмы под действием известного перепада давления; требуется определить тип извержения, найти массовый расход, структуру и скорость потока на выходе из канала для той или иной комбинации параметров системы. Критерии для определения типа извержения получены выше. Особое внимание в работе уделяется дисперсионному режиму, так как это наиболее сложный и наиболее практически важный случай. При дисперсионном режиме извержения в канале присутствуют обе основных формы двухфазного потока – жидкостная и дисперсная, – что обуславливает особенности его динамического поведения. С дисперсионным режимом связаны наиболее опасные катастрофические извержения.

Перечислим упрощающие допущения, принимавшиеся при конкретной записи уравнений: 1) стационарность; 2) изотермичность; 3) одномерность; 4) равновесность обмена импульсом и массой между фазами на всем протяжении канала; 5) газовзвесь монодисперсная и бесстолкновительная; 6) плотность конденсированной фазы не зависит от содержания в ней летучего компонента; 7) конденсированная фаза считается несжимаемой, а газ идеальным; 8) нуклеация пузырьков газовой фазы начинается сразу по достижении условий насыщения, завершается на пренебрежимо малом по сравнению с полной длиной канала отрезке, и в дальнейшем количество пузырьков остается постоянным. Основные допущения из перечисленных выше были обсуждены ранее, другие, более частные, допущения обсудим по ходу изложения.

4.1.2. Система уравнений

Математическое описание потока магмы в канале вулкана включает в себя: 1) уравнения, выражающие основные законы сохранения: а – массы – уравнения непрерывности для каждого из компонентов, б – импульса, в – энергии; 2) уравнения состояния для каждой фазы и для смеси в целом;

3) уравнения взаимодействия между фазами – обмена массой, энергией и импульсом. К уравнениям добавляются граничные условия на концах канала и условия на границах зон с разной структурой потока. Предположение об изотермичности потока и об отсутствии обмена с окружающей породой через стенки канала позволяет обойтись без уравнений сохранения энергии и обмена энергией между фазами. Все уравнения, выражающие совокупность законов сохранения и “гипотезы замыкания”, будем сразу записывать с учетом всех сделанных упрощающих предположений, в соответствии с подходом, рекомендованным в [Маурин, 1989]. В общем виде система уравнений может быть записана так:

$$\begin{aligned}(\rho u)_{nv} &= Const \\ (\rho u)_v &= Const\end{aligned}\tag{4.1}$$

$$dp = dp_{st} + dp_u + dp_d\tag{4.2}$$

$$\begin{aligned}\rho_g &= \rho_g(p) \\ \rho_l &= \rho_l(p) \\ \rho &= \rho(p, \rho_g, \rho_l)\end{aligned}\tag{4.3}$$

$$c = ap^\gamma \text{ при } p < \frac{c_0^2}{a^2}\tag{4.4}$$

$$c = c_0 \text{ при } p \geq \frac{c_0^2}{a^2}$$

$$u_g - u_l = F(P_i).\tag{4.5}$$

Здесь обозначено: p – давление, u – скорость, ρ – плотность, употребляемые без индексов эти величины характеризуют двухфазную смесь в целом; c – содержание летучего компонента в конденсированной фазе; c_0 – полное содержание летучего компонента в исходной магме; a и γ – постоянные, зависящие от рода магмы и диапазона давлений, для кислых и средних магм и давлений до 3–4 кбар обычно принимаются значения $a = 0,0013 \text{ бар}^{-1/2}$ и $\gamma = 0,5$; P_i – различные параметры потока, от которых зависит обмен импульсом между фазами. Индексы: st , u и d обозначают потери давления статические, динамические и диссипативные, соответственно; nv – нелетучий компонент; v – летучий компонент; g – газовая фаза; l – конденсированная фаза.

4.1 – уравнения непрерывности, записанные в условной форме; 4.2 – уравнение импульсов; 4.3 – уравнения состояния для каждой из фаз и смеси; 4.4 – закон масс обмена между фазами (растворимости летучего компонента в нелетучем); 4.5 – характеризует распределение импульса между фазами.

Конкретный вид уравнений зависит от структуры потока. Ниже приводятся эти уравнения, записанные с использованием “истинных” скоростей и плотностей фаз.

В зонах, где поток односкоростной, уравнение непрерывности записывается одно:

$$\rho u = \rho_l U . \quad (4.6)$$

Там, где скорости фаз различны (зоны разрушающейся пены и газозвеси), записывается по одному уравнению непрерывности для каждого компонента:

$$\begin{aligned} u_l(1-c)(1-\beta)(1-\delta) &= U(1-c_0) \\ \rho_g u_g \delta + \rho_g u_l \beta(1-\delta) + \rho_l u_l c(1-\beta)(1-\delta) &= \rho_l U c_0. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Здесь β – пористость частиц (объемная доля газовой фазы, заключенной в частицах, движущейся с их скоростью); δ – объемная доля свободного газа в потоке. Во втором уравнении 4.7, записанном для летучего компонента, первый член левой части соответствует потоку массы в свободной газовой фазе, второй – в пузырьках частиц, третий – в растворенном виде в конденсированной фазе. Второй член второго уравнения 4.7 значительно меньше остальных, и в большинстве случаев им можно пренебречь.

Уравнение импульсов 4.2 имеет вид дифференциального уравнения, описывающего изменение давления вдоль канала. Если обозначить вертикальную координату буквой h , направив ее вниз, и поместить начало координат на выходе из канала, конкретные выражения для его членов можно записать следующим образом.

Первый и второй члены правой части записываются одинаково во всех зонах канала:

$$dp_{st} = \rho g dh \quad (4.8)$$

$$dp_u = -\rho_u u du . \quad (4.9)$$

Инерционный член 4.9 практически учитывается только в зоне газозвеси, так как в остальных зонах он пренебрежимо мал. Третий (диссипативный) член правой части 4.2 в области жидкостного течения (первые три зоны от очага) имеет вид:

$$dp_d = G \frac{u_l}{\sigma} dh, \quad \sigma = \frac{b^2}{\eta} . \quad (4.10)$$

Величину σ назовем проводимостью канала, b – характерный поперечный размер канала (для щелевого – толщина щели), η – вязкость, G – коэффициент, учитывающий форму поперечного сечения канала (для щели $G = 12$). Вязкость в основной серии расчетов вплоть до начала разрушения пены считается постоянной – не учитывается как ее рост вследствие перехода воды из раствора в газовую фазу, так и ее снижение при увеличении кратности пены в зоне разрушения. (Последний эффект частично компенсирует рост вязкости при отделении воды от расплава. Уменьшение же вязкости в глубине по той же причине также должно отчасти компенсироваться уменьшением величины b за счет упругой реакции стенок щели.)

В зоне газозвеси:

$$dp_d = k_f \frac{u^2}{4R} \rho dh, \quad (4.11)$$

где k_f – коэффициент трения, R – радиус цилиндрического канала. При наблюдаемых при извержениях скоростях потока газозвеси и радиусах канала k_f зависит только от шероховатости стенок, причем пропорционален корню четвертой степени из коэффициента шероховатости [Чугаев, 1975]; специально сделанные оценки [Слезин, 1982] позволяют принять для него величину 0,02.

Уравнения состояния в изотермическом случае представляют собой выражения для зависимостей плотности среды от давления. При температуре, близкой к 1000°C, и давлениях, не превышающих первых кбар, расплав может считаться несжимаемой жидкостью, а газ идеальным. Уравнения состояния фаз:

$$\begin{aligned} \rho_l &= \text{Const} \\ \frac{p}{\rho_g} &= \text{Const} = \frac{p_a}{\rho_{ga}}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где p_a и ρ_{ga} – атмосферное давление и плотность газа при атмосферном давлении и температуре магмы, соответственно.

Для пузырькового потока:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{c_0 - c}{\rho_g} + \frac{1 - (c_0 - c)}{\rho_l}. \quad (4.13)$$

Для газозвеси и разрушающейся пены:

$$\rho = \rho_g \delta + \rho_p (1 - \delta), \quad \rho_p = \rho_l (1 - \beta) + \rho_g \beta \approx \rho_l (1 - \beta). \quad (4.14)$$

Относительная скорость газа и частиц в газовзвеси находилась из уравнения:

$$(u_g - u_i)^2 = \frac{gd_p \rho_l (1 - \beta)}{C_f(\delta) \rho_g}, \quad (4.15)$$

где d_p – “диаметр” частицы и $C_f(\delta)$ – коэффициент сопротивления частицы. В разреженной газовзвеси для коэффициента сопротивления бралось значение 1 (в соответствии с экспериментальными данными [Walker et al., 1971]). В плотной взвеси, чтобы учесть “стесненность” потока, для C_f использовались эмпирические формулы, приведенные в [Нигматуллин, 1987].

В зоне разрушающейся пены также использовалась формула 4.15 с соответствующими выражениями для C_f из [Нигматуллин, 1987], полученными на основе экспериментальных данных по продувке засыпок. При этом последовательность разрушения пены описывалась следующим образом: когда объемная доля газа в пузырьках превосходила предельную (обычно соответствующую плотной упаковке), избыточный объем относился к открытым порам, где газ двигался со скоростью, определяемой по формуле 4.15. Достижение долей открытых пор величины, достаточной для псевдооживления, означало переход к газовзвеси.

4.1.3. Граничные условия

Условия на концах канала. На входе в канал задается давление в очаге – p_0 , вместо которого обычно использовалась величина p_{ex} , связанная с p_0 формулой 2.3. На выходе – некоторое давление $p_{вых}$.

$$p|_{h=H} = p_0, \quad p|_{h=0} = p_{вых}. \quad (4.16)$$

Давление $p_{вых}$ равно атмосферному – p_a , если скорость потока на выходе не превышает критической (местной скорости звука). Если скорость достигает критической, то дальнейшее увеличение расхода приводит к возникновению скачка давления и плотности, и в качестве $p_{вых}$ необходимо брать величину давления на внутренней стороне скачка:

$$p_{вых} = p_a \quad \text{при } R < R_{cr}, \quad (4.17)$$

$$p_{вых} = p_a + \Delta p_s \quad \text{при } R > R_{cr}.$$

В последнем случае само граничное условие становится зависящим от характеристик потока. Скачок давления необходимо подбирать так, чтобы скорость звука в потоке у выхода из канала в точности равнялась скорости струи. Это делается путем итерационной процедуры.

Скорость звука в газовзвеси определяется сложным образом и зависит от многих параметров: от количества взвеси, степени дисперсности, распреде-

ления частиц по размерам, а также и от частоты (крутизны фронта) звуковой волны. Воспользуемся для скорости звука следующей достаточно общей формулой [Дейч, Филиппов, 1968]:

$$u_s = \sqrt{\frac{np}{x\rho \left(1 + \frac{1-x}{x} \frac{\Delta u_p}{\Delta u_g}\right)}}, \quad (4.18)$$

где n – показатель политропы, x – массовая доля свободной газовой фазы, Δu_g и Δu_p – средние приращения скорости газа и частиц, соответственно, при прохождении фронта звуковой волны.

Отношение $\Delta u_p/\Delta u_g$ в 4.18 определяет влияние размеров частиц и частоты на величину критической скорости. Для количественных оценок полезно рассмотреть два предельных случая: 1) очень крутой фронт волны и крупные частицы. В этом случае волна проходит по газу, не успев изменить скорость частицы (передать ей импульс, а также и энергию), $\Delta u_p \sim 0$ и 4.18 переходит в:

$$u_s^{\max} = \sqrt{\frac{np}{x\rho}} \approx \sqrt{\frac{np}{\rho_g}}; \quad (4.19)$$

2) фронт волны пологий, и частицы очень мелкие, частицы полностью увлекаются газом при прохождении звуковой волны, успевают обменяться импульсом и энергией. $\Delta u_p/\Delta u_g \sim 1$ и 4.18 переходит в:

$$u_s^{\min} = \sqrt{\frac{np}{\rho}} \approx \sqrt{\frac{np}{\rho_g}} \approx \sqrt{\frac{xp}{\rho_g}}. \quad (4.20)$$

В первом случае критическая скорость определяется чистой газовой фазой, во втором – газом с теми же упругими свойствами, но приблизительно в $1/x$ раз большей плотностью. В 4.20 мы положили $n \sim 1$, так как из-за малой массовой доли газа при установлении теплового равновесия процессы расширения и сжатия происходят приблизительно изотермически. Если в формулы 4.19 и 4.20 подставить величины, приблизительно соответствующие параметрам газопирокластической струи 1-го конуса Толбачинского извержения 1975 года (газ – H_2O , $T \sim 1100^\circ C$, $x = 0,05$), получим: $u_s^{\max} = 900$ м/с и $u_s^{\min} = 175$ м/с.

Так как пирокластика полидисперсна, очевидно, что всегда какая-то часть частиц может быть отнесена к “мелким”, а какая-то к “крупным”. Если обозначить долю “мелких” частиц в общей массе пирокластики f_s , приближенную формулу для скорости звука можно написать так:

$$u_s = \sqrt{\frac{p}{\rho_g \left(1 + \frac{c_s}{x}\right)}} \approx \sqrt{\frac{xp}{f_s \rho_g}}. \quad (4.21)$$

Условия на внутренних границах между зонами. Положение внутренних границ определяется в процессе расчета, причем основным критерием для этого служит объемное соотношение фаз.

1) На нижней границе пузырьковой зоны (зона 2, рис. 2 В) определена величина давления, вычисляемая из уравнения 3.10 при $V_g = 0$ или из уравнения 2.2 при $c = c_0$.

2) На верхней границе пузырьковой зоны (начало разрушения пены) определяется объемная доля газа (обычно задавалось $V_g/V_l = 3$); соответствующее давление вычисляется по формуле 3.10.

3) На границе между зонами разрушающейся пены и газозвеси задается доля свободной газовой фазы δ_0 , для которой обычно выбиралась величина 0,44 [Алидибиров, Кравченко, 1988].

4.1.4. Процедура численного решения

Процедура решения заключается в численном интегрировании дифференциального уравнения импульсов 4.2 вдоль канала. В качестве переменной интегрирования используется давление, поскольку от него зависят все характеристики вещества в потоке, и его значения заданы на обоих концах канала. Кроме геометрических и вещественных параметров системы задается также и массовый расход магмы. Интегрирование начинается от одного конца канала при соответствующем граничном условии и продолжается до другого конца. Затем подбором задаваемой величины расхода достигается выполнение граничного условия и на другом конце канала.

Для удобства учета особенности граничного условия на выходе из канала интегрирование обычно начиналось с верхнего конца канала, навстречу потоку. Расчетная схема выглядела следующим образом.

1. Задаются параметры системы, граничные условия (на выходе задается давление p_a) и расход.

2. По уравнениям 4.1 и 4.3 – 4.5, записанным для зоны газозвеси, рассчитываются объемная доля свободного газа и скорость потока и по уравнению 4.21 – скорость звука при $p = p_a$. Если скорость потока превышает скорость звука, расчеты повторяются и итерациями подбирается давление на выходе $p_{вых} > p_a$, при котором скорости потока и звука сравниваются.

3. Уравнение 4.2 для зоны газовзвеси интегрируется вниз по каналу с заданным шагом по давлению начиная от $p_{\text{вих}}$. На каждом шаге вычисляется координата и объемная доля свободного газа δ .

4. Когда после очередного шага оказывается $\delta < 0,44$, отмечается положение уровня фрагментации и дальше интегрируется уже уравнение для зоны разрушающейся пены.

5. Верхняя граница пузырьковой зоны определяется по достижении величиной δ значения, меньшего 0,01.

6. Нижняя граница пузырьковой зоны определяется, когда на очередном шаге оказывается $p < c_0^2/a^2$.

7. Далее идет зона гомогенной жидкости, в которой плотность и скорость потока постоянны, давление меняется линейно, что позволяет провести интегрирование аналитически. В итоге находится давление на нижнем конце канала, соответствующее заданному набору параметров и расходу.

8. Итерациями подбирается расход, такой, чтобы давление на нижнем конце канала соответствовало заданному граничному условию.

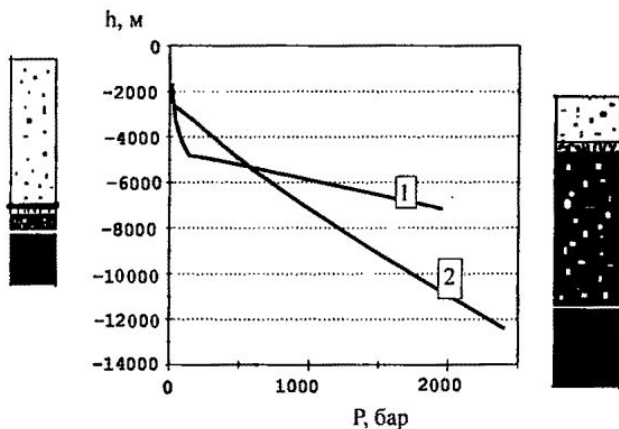
4.2. Некоторые количественные характеристики потока магмы в канале вулкана для разных типов извержений (Толбачик 1975–1976 гг. и Сент Хеленс 1980 г.)

4.2.1. Распределение давления по каналу

На рисунке 6 показаны рассчитанные распределения давления для двух характерных типов магматической системы: 1) кислая магма и не-

Рис. 6. Распределение давления и зон с разными структурами течения в каналах вулканов с разными типами магмы.

1 – Извержение вулкана Сент Хеленс 1980 года ($H_0 = 7,2$ км, $U \sim 1$ м/с, $a = 0,0019$ бар $^{-1/2}$, $d_p = 0,1$ см/с, $c = 0,046$), структура потока показана на диаграмме слева от графика; 2 – Первый конус Толбачинского извержения 1975 года. ($H_0 = 25$ км, $U \sim 10$ см/с, $a = 0,001$ бар $^{-1/2}$, $d_p = 1$ см, $c = 0,05$), структура потока показана на диаграмме справа



глубоко расположенный очаг (вариант примерно соответствует извержению вулкана Сент Хеленс 1980 года) и 2) базальтовая магма, глубокий очаг (примерно соответствует извержению 1-го конуса на Толбачинском извержении 1975 года).

В обоих случаях величина избыточного давления в очаге, определяемая формулой 2.3, принималась равной +200 бар, т.е. рассматривалась начальная стадия газопеппового извержения.

Рассмотренные два варианта извержений отличаются относительной и абсолютной протяженностью зоны газозвеси. В первом случае она близка к 5 км и занимает значительно больше половины длины канала; во втором – 2,6 км и занимает всего 10% длины канала. Давление в канале почти на всем его протяжении в обоих случаях меньше гидростатического давления магмы без пузырьков, примерно соответствующего литостатическому.

Разность давлений максимальна на уровне фрагментации и достигает в первом случае примерно 1050 бар, а во втором – 600 бар. При таком перепаде давлений может происходить разрушение стенок канала по механизму “горного удара”, подобно наблюдаемому в искусственных горных выработках [Кравченко, 1955]. Прямым подтверждением такого разрушения явился вынос облепленных каплями лавы обломков пород стенок в газопепповой струе 1-го конуса на Толбачике [Слободской, 1971; Постон, Стюарт, 1980]. Значительная часть таких обломков состояла из песчаника, который в этом районе, по геологическим данным [Шанцер, 1978], должен залегать на глубинах в районе 2000 м.

На рисунках 7 и 8 показано соотношение вкладов различных механизмов потери давления на различных участках канала. Видно резкое преобладание гидростатики почти во всей зоне газозвеси и существенная роль трения в жидкостных зонах.

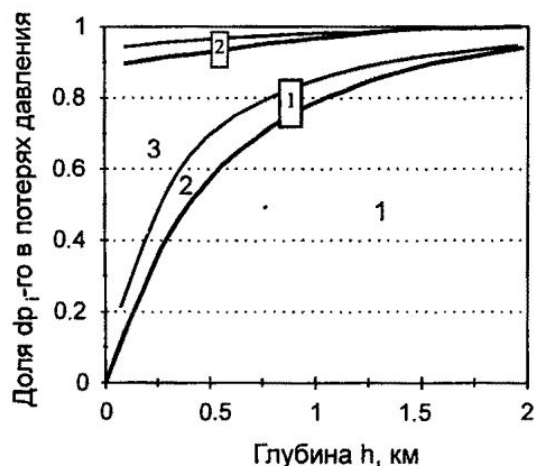


Рис. 7. Соотношение различных механизмов потери давления в верхней части канала.

Пара кривых “1” (цифра в рамочке) примерно соответствует извержению Сент Хеленса, а кривые “2” – извержению Толбачики. Жирная кривая – статические потери давления, тонкая – статические плюс потери на трение. 1 – статические потери, 2 – потери на трение, 3 – инерционные потери для извержения Сент Хеленса

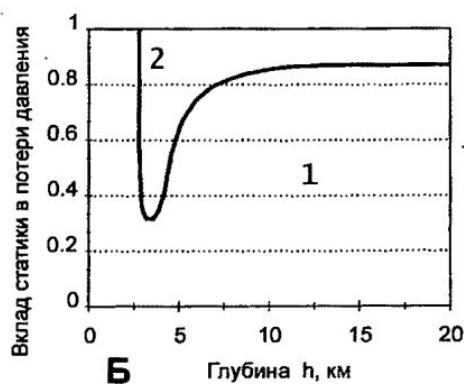
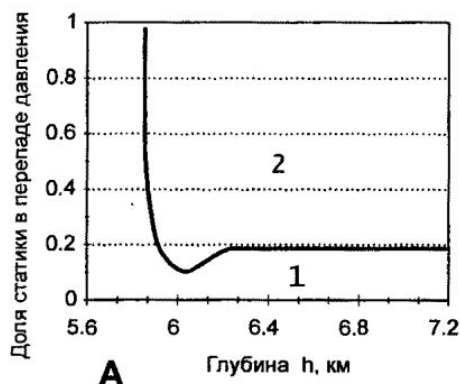


Рис. 8. Вклад различных механизмов потерь давления при течении магмы по каналу вулкана при извержении в области жидкостного течения.

А – для извержения вулкана Сент Хеленс, Б – для извержения Толбачика. Обозначения те же, что и на рис. 7. Сумма вкладов 1-го и 2-го механизмов везде составляет более 99%, так что вторая (тонкая) кривая совпадает с горизонтальной линией, ограничивающей график сверху

4.2.2. Протяженности зон с разной структурой потока

На рисунке 9 показаны рассчитанные соотношения протяженностей зон с различной структурой потока при заданной величине $p_{ex} = 0$ и прочих параметрах (кроме длины канала и расхода), примерно соответствующих извержению вулкана Сент Хеленс. При расчете задавалась величина расхода и находились протяженности всех зон и полная длина канала. Расчетная полная длина канала и протяженность зоны газозвеси в км приведены на рисунке 10.

На рисунке 10 видно, что глубине очага 7,2 км, определяемой вулканологами для вулкана Сент Хеленс [Rutherford et al., 1985], соответствует скорость $U \sim 100$ см/с и протяженность зоны газозвеси чуть больше 5 км. На кривой 1 есть

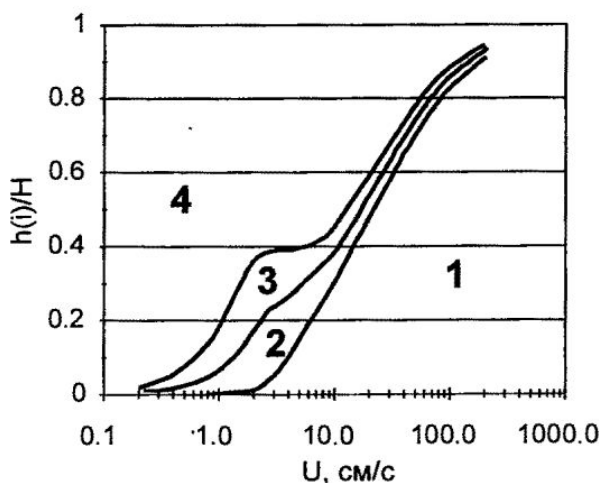


Рис. 9. Относительная протяженность зон с различными структурами течения.

1 – газозвесь; 2 – разрушающаяся пена; 3 – пузырьковый поток; 4 – однородный расплав

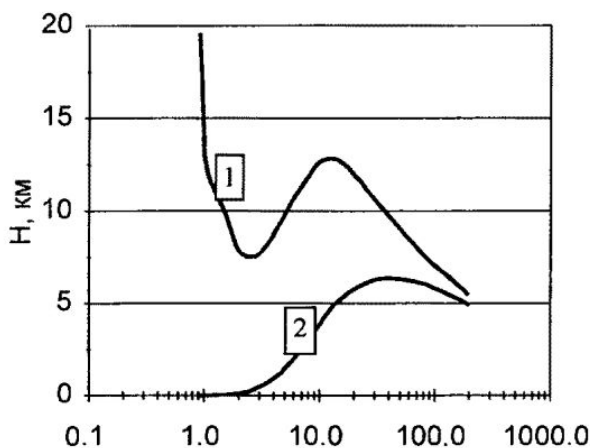


Рис. 10. Полная длина канала и протяженность зоны газозвеси.

1 – полная длина канала; 2 – протяженность зоны газозвеси, при которых обеспечивается заданная скорость подъема магмы – U , рассчитанные для набора параметров, примерно соответствующего извержению вулкана Сент Хеленс ($c = 0,046$; $d = 0,1$ см; $a = 0,0019$ бар $^{-1/2}$; $\sigma = 0,1$ см 2 /Пз; $p_{св}=0$).

область неоднозначности расхода, соответствующего данной глубине очага, с которой может быть связана неустойчивость режима извержения. Эта особенность будет подробно разбираться ниже. Восходящий участок кривой 1 соответствует области наиболее быстрого возрастания протяженности зоны газозвеси. Максимум на кривой 2 связан с возникновением у выхода из канала скачка давления и плотности в результате достижения потоком газозвеси критической скорости.

4.2.3. Некоторые оценки для Толбачинского извержения

Дополнительно проиллюстрировать теорию можно некоторыми расчетами для Толбачинского извержения 1975 года. Наряду с произошедшим пятью годами позже извержением вулкана Сент Хеленс это извержение является наиболее изученным в мире. Особое его преимущество – несколько последовательных прорывов магмы, последний из которых – Южный – качественно отличался от остальных.

Извержение началось раскрытием трещины длиной в несколько сотен метров. Первым увидел извержение вблизи через 4 часа после его начала командир вертолета Г.И. Хряпак и определил на глаз длину трещины в 300 метров. К тому времени на концах ее уже выросли шлаковые конуса высотой по 50–60 м [Большое..., 1984]. Меньше чем через 20 часов после этого извержение сосредоточилось в одном жерле. Наблюдавшаяся с самого начала трещина прорыва второго конуса имела длину 500 м. По-видимому, длина трещины прорыва первого конуса была в первый момент также не меньше 500 метров, а в глубине превышала эту цифру. Раскрытие трещин, определенное по результатам измерения деформаций окружающей среды геодезическими методами, составило несколько более метра [Большое..., 1984,

с. 507]. Очевидно можно принять $b = 1,1-1,2$ м и площадь поперечного сечения канала $S = 600-1000$ м². (Примерно такую же площадь поперечного сечения имела в основании и цилиндрическая газопирокластическая струя, вытекавшая из окончательно сформировавшегося жерла. Глубина очага по сейсмологическим данным оценивается в 20–30 км [Большое..., 1984, с. 439].

Деление расхода вещества на площадь поперечного сечения канала и на плотность расплава дает для скорости подъема магмы без пузырьков величину $U=10-16$ см/с. Оценки массовой доли газа, выполненные автором по динамическим параметрам газопирокластической струи и И.А. Меняйловым, Л.П. Никитиной и В.Н. Шапарем по геохимическим данным [1980] дали максимальную цифру между 8 и 9 процентами. Если известна скорость подъема магмы, газосодержание и глубина очага, теория позволяет вычислить величину $\sigma = b^2/\eta$ и, зная величину b , оценить вязкость η . В таблице 3 приведены вычисленные величины σ и η , соответствующие вероятным значениям U и c .

Таблица 3

Вычисленные величины проводимости канала и вязкости

U, см/с	c	σ , см ² /Пз	η , Пз ($b=1,2$ м)
10	0,05	0,18	$8 \cdot 10^4$
	0,07	0,10	$1,4 \cdot 10^5$
	0,09	0,06	$2,4 \cdot 10^5$
16	0,05	0,24	$6 \cdot 10^4$
	0,07	0,14	$1 \cdot 10^5$
	0,09	0,075	$1,9 \cdot 10^5$

Значения вязкости, приведенные в последнем столбце таблицы, оказались примерно на порядок меньше минимальной величины, измеренной на лавовом потоке в момент его появления из бокки у основания конуса ($3 \cdot 10^6$ Пз [Большое..., 1984; Ванде-Кирков, 1978]). Такое соотношение вязкостей (рассчитанных для канала и измеренных на поверхности) представляется разумным, отвечающим вероятному изменению вязкости базальта за счет дегазации при подъеме. Можно считать, что проделанные оценки подтверждают применимость теории для описания процесса извержения.

Зависимость расхода вещества при извержении от параметров системы.

Устойчивость расхода.

Природа катастрофических извержений

5.1. Основные управляющие параметры

Общее число параметров системы “извергающийся вулкан” велико, но не все они независимы друг от друга, и влияние их на поведение системы не равнозначно. Удачный выбор так называемых *основных управляющих параметров* в большой степени определяет эффективность последующего анализа, позволяя быстро нащупать главные закономерности.

Вообще расход вещества по каналу определяется движущим перепадом давления (разность давлений на входе и выходе минус гидростатическое давление находящейся в канале магмы) и полным сопротивлением канала. Эти характеристики зависят прежде всего от длины канала (его вертикальной протяженности или глубины очага) и сопротивления потоку в области жидкостного течения (сопротивление в зоне газозвеси меньше на несколько порядков). Сопротивление канала зависит от его характерного поперечного размера и вязкости жидкости, причем в уравнения, описывающие течение магмы, эти величины входят в стандартной комбинации. В качестве первого управляющего параметра из соображений удобства выберем обратную величину, пропорциональную не сопротивлению, а проводимости, введенную мной выше (уравнение 4.10): $\sigma = b^2/\eta$.

Разность давлений на входе в канал и выходе из него в самом начале извержения обычно несколько превышает литостатическое давление перекрывающих пород и практически полностью определяется давлением в очаге, которое следует считать основным управляющим параметром. При этом движущий перепад давлений существенным образом зависит от соотношения протяженностей газопирокластической и жидкостной зон. Представляется более удобным использовать вместо давления в очаге “избыточное” давление p_{ex} , которое было определено мной выше (формула 2.3).

Таким образом, в качестве основных “управляющих” параметров были выбраны следующие: 1) глубина очага (длина канала) – H ; 2) “проводимость” канала – σ ; 3) “избыточное” давление в очаге – p_{ex} .

Чтобы яснее представить себе качественную картину, рассмотрим сначала зависимость от первых двух параметров, а затем – влияние третьего и возможные пути эволюции извержения. Представлять результаты графически будем, фиксируя по очереди каждый из параметров. Именно такая последовательность анализа позволяет яснее показать механизм катастрофических эксплозивных извержений.

Основные управляющие параметры позволяют полностью описать извержение. Так как эти параметры в свою очередь зависят от исходных характеристик системы, через них можно определить влияние последних на характер и ход извержения.

5.2. Зависимость расхода от длины и проводимости канала.

Критические значения управляющих параметров

На рисунке 11 показан характерный набор зависимостей расхода (скорости подъема магмы) от проводимости канала для различных глубин очага.

Рис.11. Связь между скоростью подъема магмы и проводимостью канала при различных глубинах очага.

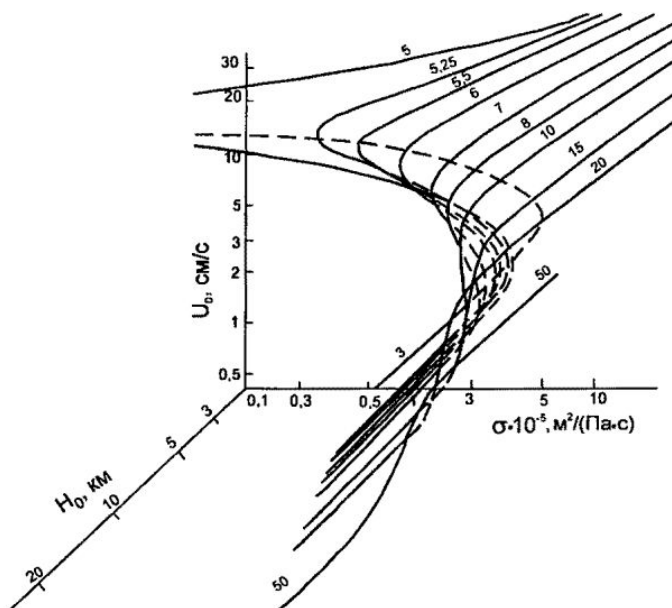
Цифры у кривых – глубина очага H_0 в км. Остальные параметры примерно соответствуют Толбачинскому извержению 1975 года с $p_{ex} = 400$ бар



Зависимость, показанная на рисунке 11, качественно выглядит точно так же и при любых других возможных наборах параметров, отличаясь только количественными соотношениями. Она содержит два типа кривых: 1) описывающие однозначную связь U и σ , когда U монотонно растет с ростом σ – кривые, соответствующие глубине очага $H > 13$ км на рисунке 11; 2) содержащие область неоднозначности, где каждому значению σ соответствует три значения U – кривые для $H < 13$ км на рисунке 11. Разграничивает два типа за-

Рис. 12. Зависимость скорости подъема магмы u_0 от основных управляющих параметров H и σ .

Зависимость рассчитана для набора параметров, примерно соответствующего Северному Прорыву Толбачинского извержения 1975 года при $p_{ex} = 400$ бар. Цифры у кривых – глубина очага в км



висимостей некая критическая глубина, которую будем обозначать как H_{cr} (в рассматриваемом случае $H_{cr} = 13$ км).

Если изобразить расход магмы при извержении как функцию двух переменных – глубины очага H и проводимости канала σ – на трехмерном графике, мы получим характерным образом изогнутую поверхность с особенностью типа “сборка” (рис.12), которая описывает стандартную “катастрофу” двупараметрического семейства функций [Арнольд, 1979; Постон, Стюарт, 1980; Гилмор, 1984]. Проекция сборки на плоскость управляющих параметров показана на рисунке 13. Она называется сепаратрисой катастрофы и имеет вид угла, каждой внутренней точке которого соответствует три образа на графике, а каждой внешней – один. При пересечении изображающей точкой линий угла функция претерпевает скачок – “катастрофу”.

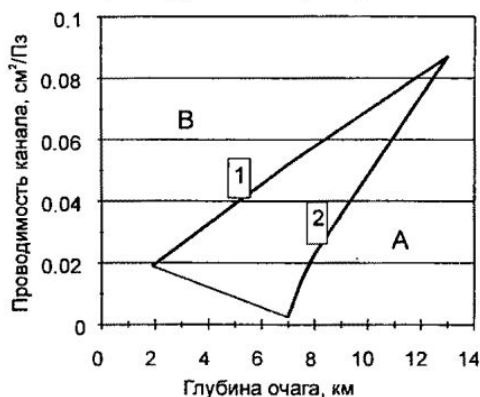


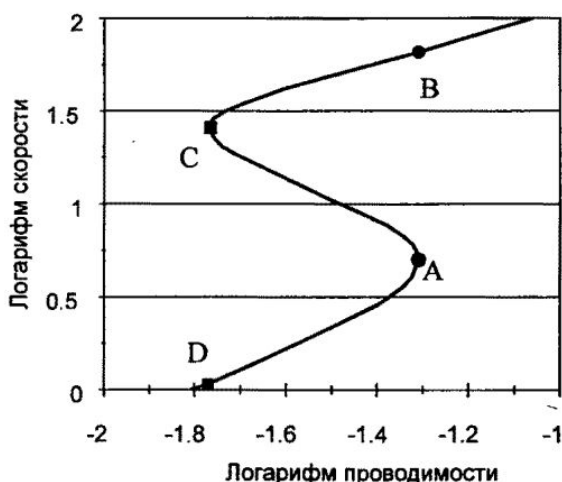
Рис. 13. Проекция “сборки” на плоскость управляющих параметров.

Построена для того же варианта извержения (близкого к Толбачинскому), что и кривые рисунка 11. Внутри угла между линиями 1 и 2 находится область неоднозначности расхода. А – область существования только “нижнего” режима; В – только верхнего

Сборка является типичной “стандартной катастрофой” двухпараметрических семейств функций [Арнольд, 1979; Постон, Стюарт, 1980], обладающей структурной устойчивостью, то есть способностью сохраняться как качественная особенность при незначительных, а часто и при значительных изменениях любых параметров, поэтому она должна отражать некий стандартный стиль поведения извергающегося вулкана.

На рисунке 13 линия 1 – это проекция правого нижнего изгиба поверхности сборки (линии складки, см. рис. 12), линия 2 – проекция левого (верхнего) изгиба на рисунке 12. На рисунке 14 отдельно показана кривая, изображающая сечение сборки. Она содержит 3 ветви, точки пересечения которых какой-либо вертикальной прямой соответствуют трем различным расходам, отвечающим одному значению проводимости. Верхняя и нижняя ветви отвечают устойчивым режимам, средняя ветвь (между точками А и С, см. рис.13) – неустойчивому. Если точка, изображающая состояние системы, находится на нижней ветви, при плавном непрерывном увеличении проводимости канала в точке правого перегиба кривой она должна скачком перейти на верхнюю ветвь (из точки А в В) – расход должен возрасти примерно на порядок (при других параметрах скачок расхода может быть и более двух порядков). При движении изображающей точки влево по верхней ветви по достижении перегиба кривой происходит скачкообразное уменьшение расхода из точки С в точку D, величина которого может быть от примерно одного порядка до бесконечности. В последнем случае происходит полная остановка извержения.

Рис. 14. Зависимость расхода (скорости подъема магмы) от проводимости канала в районе сборки



Изображенное на рисунке 11 семейство кривых отвечает началу извержения (p_{ex} – максимально). Снижение избыточного давления не меняет качественной картины, но приводит к сдвигу всей сборки вправо, в сторону больших проводимостей канала, и к некоторому ее удлинению и углублению.

Если изменение одного из управляющих параметров проводит изображающую точку через острие сборки вдоль ее оси, то такой параметр называ-

ют *расщепляющим*, и его изменение определяет саму возможность неоднозначности функции и появления скачков. Другой параметр, проводящий изображающую точку перпендикулярно оси сборки, называется *нормальным* и определяет момент наступления скачка.

Рисунок 13 показывает, что, строго говоря, ни один из выбранных нами параметров нельзя назвать расщепляющим, однако глубина очага ближе соответствует этому понятию. Если, кроме того, учесть, что, хотя глубина очага может сильно меняться от вулкана к вулкану, она, как правило, почти не меняется в процессе извержения. Поэтому глубина очага для каждого данного вулкана будет определять прежде всего саму возможность скачка расхода и играть роль расщепляющего параметра. Проводимость канала играет роль нормального параметра, при изменении которого сборка пересекается поперек оси; его критические значения определяют конкретное условие наступления скачка при наличии такой возможности.

Острию сборки соответствует критическая глубина очага – H_{cr} . При $H > H_{cr}$ каждому значению проводимости всегда соответствует лишь одно значение расхода, и изменение его при изменении проводимости происходит везде непрерывно и монотонно. При $H < H_{cr}$ в области сборки зависимость неоднозначна. В области малых проводимостей – область А, ниже сборки на рисунке 13 – имеет место режим нижней ветви кривой (листа поверхности) с малым расходом, который при увеличении проводимости сохраняется вплоть до верхней границы сборки. В области больших проводимостей – “В”, выше сборки на рисунке 13 – высокоинтенсивный режим верхней ветви, который сохраняется вплоть до нижней границы сборки.

Если в процессе роста проводимости достигается правый край сборки, происходит скачок расхода (с нижнего на верхний лист поверхности). Физический механизм скачка следующий. Увеличение расхода при постоянной площади поперечного сечения канала приводит к увеличению скорости магмы и, соответственно, к увеличению сопротивления трения, но одновременно при этом возрастает протяженность зоны газозвеси за счет уменьшения жидкостной зоны, что уменьшает общее сопротивление и увеличивает движущий перепад давления. При достаточно малой абсолютной протяженности жидкостной зоны (что имеет место при $H < H_{cr}$) второй эффект превалирует, возникает положительная обратная связь и расход нарастает лавинообразно, пока полное сопротивление в жидкостной зоне не станет меньше, чем в зоне газозвеси (для этого длина жидкостной зоны должна составить малые доли процента от длины канала) или скорость потока на выходе из канала не достигнет скорости звука.

Отметим сразу, что изменение третьего управляющего параметра, основного параметра эволюции – уменьшение p_{ex} – приводит к некоторой деформации сборки и существенному смещению ее в область больших прово-

димостей. Так что уменьшение p_{ex} в первом приближении эквивалентно уменьшению проводимости. Далее будут подробно проанализированы варианты эволюции извержения при уменьшении p_{ex} , но прежде рассмотрим связь полученных теоретических выводов с результатами наблюдений.

5.3. Природа катастрофических эксплозивных извержений

5.3.1. Типы катастрофических эксплозивных извержений и последовательные фазы их развития

Катастрофические эксплозивные извержения (КЭИ) – это извержения, связанные с выбросом огромных масс пирокластического материала в течение очень короткого промежутка времени. К крупнейшим из таких извержений относятся произошедшие в историческое время извержения вулканов Тамбора (1815 г.), Кракатау (1883 г.), Санта Мария (1902 г.), Катмаи (1912 г.), Безымянный (1956 г.), Сент Хеленс (1980 г.). Еще более крупные извержения происходили ранее. Среди них надежно документированы извержения вулканов Санторин (3,4 тыс. лет назад), Атитлан (54–60 тыс. лет назад), Тоба (~75 тыс. лет назад). При всех этих извержениях объем выброшенного вещества превышал 1 км^3 , а при крупнейшем из них (вулкан Тоба) этот объем превысил 1000 км^3 [Гущенко, 1979].

Классификация эксплозивных извержений, так же как и классификация извержений вообще, обычно проводилась по природным эталонам. Известны катмайский, пелейский типы, тип Кракатау, санторинский; классическим является плинианский тип [Луцицкий, 1971; Макдоналд, 1975; Риттман, 1964]. В основе физического объяснения природы таких извержений обычно лежало понятие взрыва, то есть очень быстрого, почти мгновенного выделения энергии, предварительно накопленной в некотором объеме (“заряде”) [Рябинин, Родионов, 1966; Штейнберг, 1974; Штейнберг, Соловьев, 1978]. Взрыв обычно полагался подобным взрыву парового котла, но привлекались также и приводящие к быстрому увеличению давления химические реакции [Fenner, 1950; Гущенко, 1965]. Г.С. Горшков [Горшков, 1963; Горшков, Бого-явленская, 1965] ввел понятие “направленный взрыв” по отношению к большой группе извержений, для которых был характерен косонаправленный выброс пирокластики. Много внимания уделялось выяснению связи характера извержения такого типа с составом магмы [Иванов, 1990].

Уже давно стало ясно, что упрощенный “взрывной” подход не может описать большую часть катастрофических извержений. Эти извержения отнюдь не мгновенны и в своем развитии проходят несколько стадий. Извержение в целом может длиться годы, а катастрофическая фаза – собственно “взрыв” – часы и сутки. Сама катастрофическая фаза также неоднородна и

может подразделяться на качественно различные этапы. Последнее более или менее прояснилось лишь недавно, после извержения вулкана Сент Хеленс — единственного катастрофического извержения, которое наблюдалось детально с начала и до конца.

Суммируя накопленные к настоящему времени результаты наблюдений, можно выделить следующие основные черты КЭИ.

1. Основным, а иногда и единственным этапом катастрофической стадии крупнейших КЭИ, поставляющим основную массу изверженных продуктов, является высокоинтенсивное (обычно со сверхзвуковой скоростью) квазистационарное истечение газопирокластического потока — плинианская фаза — продолжительностью от десятков минут до нескольких суток. (На него могут накладываться пульсации гидродинамической природы и связанные с обрушением стенок канала или кровли очага.)

2. Часто плинианской фазе непосредственно предшествует “направленный взрыв”, частично разрушающий постройку и выбрасывающий в значительной степени старый материал. В КЭИ малого масштаба (таких, как извержения Безымянного 1956 года или Сент Хеленса 1980 года) направленный взрыв может играть ведущую роль в поражающем действии КЭИ.

3. Катастрофической стадии практически всегда предшествует стадия умеренной эксплозивной деятельности, продолжительность которой может достигать нескольких лет при значительном выносе ювенильного пирокластического материала.

4. После окончания катастрофической стадии в большинстве случаев (но не всегда) следует экструзивная стадия извержения.

5. После окончания (а частично, по-видимому, и во время) катастрофической стадии при многих наиболее крупных КЭИ происходило кальдерное проседание.

6. Как начало, так и окончание плинианской фазы происходит резко, со скачкообразным возрастанием или снижением расхода более чем на порядок (как правило, на 2–3 порядка и более).

Роль квазистационарного потока оказалась ведущей и в таких вулканических событиях, природа которых считалась ранее чисто взрывной: пирокластические потоки и скатывающиеся по склону “палящие” пепловые тучи могут быть результатом коллапса вертикальной пепловой колонны [Wilson, 1976; Sparks et al., 1978]. В работе [Fisher, Heiken, 1982], например, утверждается подобная природа палящей тучи даже для такого, считавшегося классическим примером направленного взрыва, извержения, как извержение вулкана Мон Пеле в 1902 году.

5.3.2. Механизм перехода извержения в катастрофическую стадию

Изложенная выше теория позволяет объяснить все перечисленные выше особенности КЭИ и связать их с характеристиками магматической системы вулкана.

Переход в катастрофическую стадию естественно связать со скачком расхода при достижении критической величины проводимости канала в области сборки, что должно иметь место, когда глубина очага меньше критической. Такой механизм (в отличие от гипотезы взрыва парового котла) с необходимостью предполагает предшествующую катастрофической умеренную стадию.

Действительно, при извержении, начинающемся после достаточно длительного периода покоя, значительная часть канала возникает заново, магма внедряется во вновь образующуюся трещину в относительно остывших породах – сопротивление ее движению велико. Точка, изображающая состояние системы “извергающийся вулкан” должна находиться на нижней ветви кривой (см. рис.14). Дегазация магмы с дискретными взрывами, прогрев и эрозия стенок канала движущейся магмой, а также поступление из глубины более горячих и газонасыщенных ее порций увеличивает параметр проводимости σ и способствует скачкообразному переходу в верхний режим.

Величина скачка расхода зависит от того, насколько глубина очага меньше критической. Пример такой зависимости, рассчитанной для вулкана типа Сент Хеленса, показан на рисунке 15. Здесь изображены результаты расчета для прямого цилиндрического канала неизменной формы. В реальной ситуации мощный поток газозвеси расширяет верхнюю часть канала, образуя сопло, позволяющее сверхзвуковой разгон. При этом скачок расхода становится значительно больше.

Глубина очага определена более или менее надежно лишь для немногих вулканов, на которых наблюдались КЭИ. Тем не менее все имеющиеся данные говорят о неглубоких очагах. В частности, все очаги, определенные геофизическими методами под кальдерами, располагаются на глубинах 5–6 км [Зубин и др., 1971; Злобин, Федорченко, 1982; Горшков, 1973; Sanders, 1984; Yokoyata, 1969]

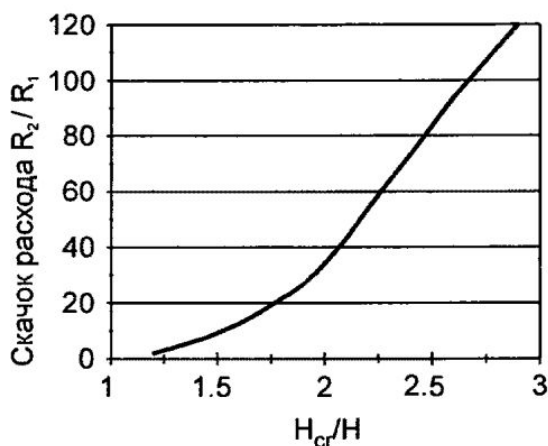


Рис. 15. Зависимость величины скачкообразного возрастания расхода при входе в катастрофическую стадию от отношения H_{cr}/H . Критическая глубина очага около 15 км

при расчетных критических глубинах очагов около 15 км. Троекратному превышению H_{cr} над H соответствует, согласно теории, очень высокая интенсивность плинианской стадии со скачкообразным возрастанием расхода вначале более чем на два порядка, что и имеет место фактически при кальдерообразующих извержениях.

Направленный взрыв является естественным “спусковым крючком” для плинианской стадии, так как, разрушая постройку, укорачивает и расширяет канал.

5.3.3. Зависимость критических значений управляющих параметров от свойств магмы

Возможная неустойчивость и скачки расхода определяются положением точки, изображающей состояние системы, относительно области неоднозначности расхода (находящейся внутри угла, образованного жирными линиями, см. рис. 13). Это относительное расположение зависит не только от состояния системы, но и от положения области неоднозначности, определяемого прежде всего координатами точки сборки (вершины угла, см. рис.12) – H_{cr} и σ_{cr} . Критические значения управляющих параметров зависят от свойств магмы, которые через них влияют на общий характер извержения и изменения его хода.

Заметные изменения состава и свойств магмы в процессе извержения отмечаются почти всегда [Большое..., 1984; Ковалев, Слезин, 1979, 1979 а; Петров и др., 1979; Foden, 1986]. Это могут быть изменения температуры, содержания летучих компонентов, химического состава расплава. Они связаны с тепло- и массообменом очага с окружающей средой, кристаллизационной и гравитационной дифференциацией. В период покоя в очаге может возникнуть расслоенность, приводящая к резким изменениям свойств по вертикали. Изменения всех свойств магмы так или иначе влияют на механические характеристики извергаемого вещества, а через них – на динамику извержения.

Температура влияет прежде всего на вязкость расплава; содержание макрокомпонентов – на вязкость и на растворимость летучих компонентов. Содержание и состав летучих компонентов определяют структуру двухфазного потока. Отметим, что структура двухфазного потока зависит не только от объемных свойств вещества каждой фазы, но и от свойств поверхности раздела фаз и от механизма их разделения, механизма образования зародышей газовой фазы и разрушения сплошных структур конденсированной фазы. На все эти процессы решающее влияние могут оказывать небольшие изменения “малых” компонентов, обладающих поверхностной или иной специфической активностью. С подобными влияниями Г.Н. Ковалев и автор

связывали резкие изменения размеров и пористости пирокластических частиц, наблюдавшиеся при извержении вулкана Толбачик в 1976 году [Ковалев, Слезин, 1979 а].

Характеристики извергаемого пирокластического материала представляют собой контролируемый наблюдениями интегральный результат большой группы физико-химических процессов, происходящих в магме при извержении, а влияние их на динамику извержения может быть изучено путем численных экспериментов на предложенной модели.

Исследовались зависимости H_{cr} и σ_{cr} от массовой доли летучего компонента c_0 , коэффициента a в законе его растворимости (формула 2.2), размера пирокластических частиц d_p и их пористости β .

Оказалось, что величина H_{cr} при заданном давлении в очаге зависит практически лишь от содержания летучих c_0 . Влияние остальных параметров незначительно и нерегулярно. Некоторые результаты расчетов показаны на рисунке 16. При вычислениях кроме c_0 варьировались также и остальные параметры в максимально возможных пределах их изменений в реальных магмах. Все точки легли сравнительно узкой полосой вдоль прямой линии, описываемой уравнением:

$$H_{cr}, \text{ км} = 356 (c - 0,01). \quad (5.1)$$

Характерная величина $c = 0,01$, при которой H_{cr} становится равной 0, примерно соответствует полному исчезновению зоны газозвеси. Рост c увеличивает H_{cr} , соответственно уменьшает величину отношения H/H_{cr} и, значит, увеличивает вероятность и амплитуду скачкообразного возрастания расхода.

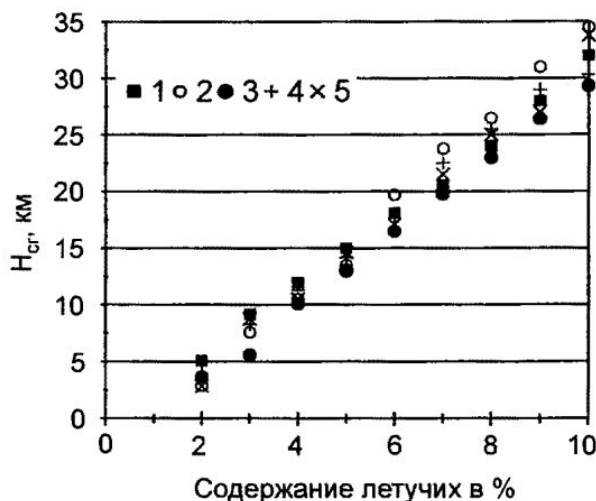


Рис. 16. Зависимость $H_{cr}(c)$ при избыточном давлении в очаге 200 бар и различных сочетаниях других параметров.

1 - $d=0.1$ см, $\beta=0.75$, $a=0.0013$; 2 - $d=1$ см, $\beta=0.75$, $a=0.001$; 3 - $d=0.01$ см, $\beta=0$, $a=0.0013$; 4 - $d=0.1$ см, $\beta=0.3$, $a=0.002$; 5 - $d=1$, $\beta=0.75$, $a=0.0013$

Зависимость 5.1 позволяет оценить предельную глубину очага, при которой возможна неустойчивость и скачки расхода. Условие такой возможно-

сти: $H < H_{cr}$. Если в это условие вместо H_{cr} подставить выражение 5.1, получим условие:

$$H < 356 (c - 0,01). \quad (5.2)$$

Подставив в 5.2 максимальную реальную величину c , получим предельную величину $H \sim 18$ км.

Величина σ_{cr} довольно сильно зависит от размера и пористости частиц и слабее – от содержания летучих. Иллюстрирующие эти зависимости результаты расчетов показаны на рисунке 17. Зависимости построены в координатах, в которых они линейны. Аналитически зависимости выражаются формулами:

$$\begin{aligned} \lg \sigma_{cr} &= a_1 \lg d + b_1, \\ \lg \sigma_{cr} &= a_2 \beta + b_2, \\ \lg \sigma_{cr} &= a_3 c + b_3, \end{aligned} \quad (5.2)$$

где $a_1 > 0$, $a_2 < 0$, $a_3 < 0$. Критическое значение параметра проводимости σ_{cr} уменьшается и, значит, вероятность скачкообразного возрастания расхода

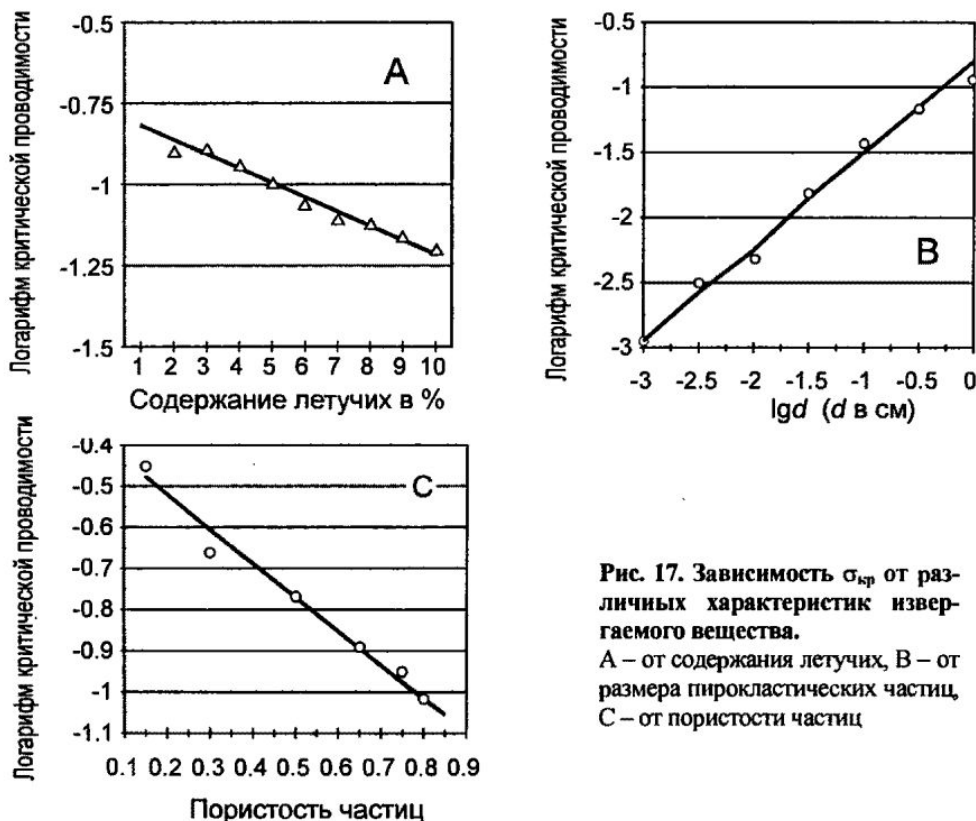


Рис. 17. Зависимость $\sigma_{кр}$ от различных характеристик извергаемого вещества.
А – от содержания летучих, В – от размера пирокластических частиц, С – от пористости частиц

увеличивается при увеличении газосодержания и пористости частиц и при уменьшении их размеров. Физический смысл таких зависимостей достаточно ясен: все перечисленные изменения приводят к росту скорости частиц в потоке газозвеси и снижению его плотности при том же расходе. В таблице 4 приведены значения коэффициентов a_1 и b_1 , вычисленные для значений $c=0,05$, $\alpha=0,0013$ бар^{-1/2} разных значений β :

Таблица 4

Значения коэффициентов a_1 и b_1

β	a_1	b_1
0	0,35	0,35
0,30	0,50	0,50
0,75	0,75	1,0

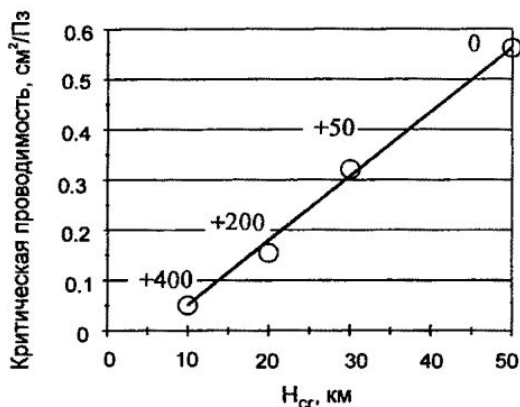
5.4. Зависимость расхода от давления в очаге

Качественные характеристики зависимости расхода от давления в очаге определяются изменением положения сборки при изменении этого давления. Нормальная эволюция при уменьшении давления в очаге и неизменных остальных параметрах системы – это уменьшение расхода, которое вне области сборки происходит приблизительно по экспоненте, а в области сборки может претерпевать скачок. Изменение положения сборки при уменьшении давления в очаге влияет также и на вероятность скачкообразного увеличения расхода при соответствующих изменениях других управляющих параметров.

5.4.1. Изменение положения точки сборки

Зависимость координат точки сборки (вершины угла на графике, см. рис. 13) H_{cr} и σ_{cr} от избыточного давления в очаге p_{ex} показана на рисунке 18 как траектория точки сборки в этих координатах.

Рис. 18. Изменение положения точки сборки на координатной плоскости $H_{cr}-\sigma_{cr}$ при изменении p_{ex} . Величина p_{ex} в барах показана цифрами около точек



Обе величины сильно возрастают при уменьшении p_{ex} . При этом возрастание H_{cr} увеличивает вероятность скачка расхода: практически при p_{ex} вблизи или чуть меньше 0 скачок расхода становится в принципе возможным при любых реальных глубинах очага. Возрастание же критического значения проводимости канала, наоборот, уменьшает вероятность скачка. Такие противоположные тенденции делают теоретически возможным возникновение скачка за счет снижения p_{ex} при глубоко расположенном очаге, однако для этого необходимо сильное возрастание проводимости канала на достаточно поздних стадиях извержения, что маловероятно и, по-видимому, не имеет места.

5.4.2. Изменения положения границ сборки

Зависимость величины $\sigma_{cr}(H)$ при $H < H_{cr}$, то есть линия, ограничивающая проекцию сборки сверху (1, см. рис. 13), представляет собой прямую. Набор таких прямых, рассчитанных для разных p_{ex} , показан на рисунке 19. На рисунке 20 изображена зависимость $\sigma_{cr}(p_{ex})$, рассчитанная для вулкана Сент Хеленс ($H=7,2$ км). Видно очень резкое возрастание σ_{cr} при уменьшении p_{ex} ниже 0.

Рис. 19. Зависимость $\sigma_{cr}(H)$ при $H < H_{cr}$ для разных p_{ex} .

1 — $p_{ex} = 400$ бар ($H_{cr} = 10$ км), 2 — $p_{ex} = 200$ бар ($H_{cr} = 20$ км), 3 — $p_{ex} = 50$ бар ($H_{cr} = 30$ км), 4 — $p_{ex} = 0$ ($H_{cr} = 50$ км), 5 — $p_{ex} = -50$ бар ($H_{cr} > 50$ км)

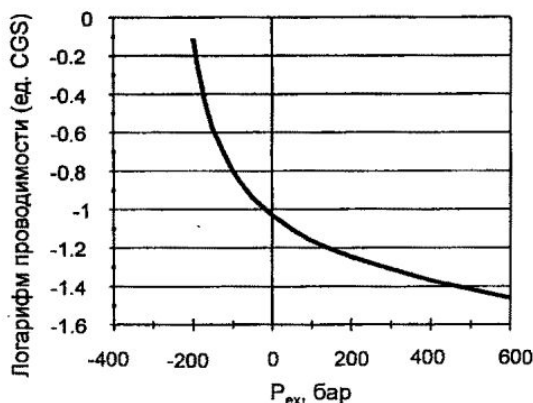
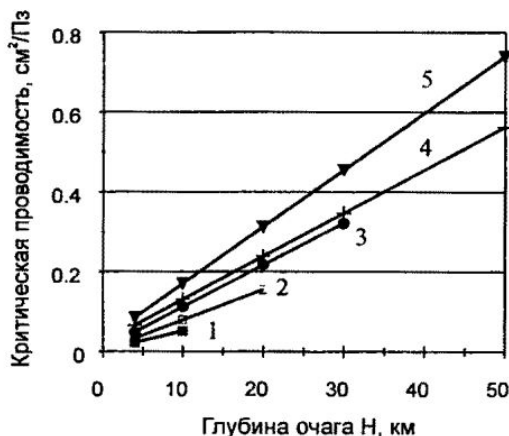
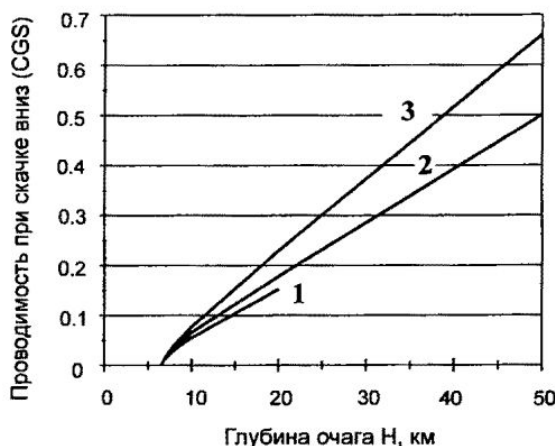


Рис. 20. Зависимость $\text{Log} \sigma_{cr}(p_{ex})$ для вулкана Сент Хеленс ($H=7,2$ км)

Линия, ограничивающая проекцию сборки на рисунке 13 снизу, – это проекция верхней складки, на которой происходит скачкообразное уменьшение скорости. (Будем обозначать соответствующую этому скачку критическую проводимость канала – σ_{\downarrow} .) Ее положение при снижении давления в очаге меняется не сильно – результаты расчетов для вулкана с параметрами Сент Хеленс приведены на рисунке 21. Видно, что при малых глубинах очага все кривые сближаются и сходятся в одной точке при $\sigma_{\downarrow}=0$. Зависимость $\sigma_{\downarrow}(p_{ex})$ при заданной глубине очага линейна в полулогарифмическом масштабе, для вулкана Сент Хеленс она показана на рисунке 22.

Рис. 21. Зависимость $\sigma_{\downarrow}(H)$ для вулкана с параметрами Сент Хеленс при разных значениях избыточного давления в очаге.

1 – $p_{ex}=200$ бар, 2 – $p_{ex}=0$, 3 – $p_{ex}=-200$ бар.



Из данных, приведенных на рисунке 22, следует, что при проводимости канала, меньшей чем примерно $0,015 \text{ см}^2/\text{Пз}$, скачкообразное уменьшение расхода должно происходить уже при $p_{ex} = +600$ бар, т.е. практически “верхний” высокоинтенсивный режим невозможен. При значениях же проводимости, больших чем $0,025 \text{ см}^2/\text{Пз}$, переход на “нижний” режим требует снижения p_{ex} до -400 бар и менее. При подобных давлениях становится вероятным разрушение стенок канала и очага, при этом смена режима происходит раньше, чем “изображающая точка” достигнет линии складки, и механизм этой смены другой.

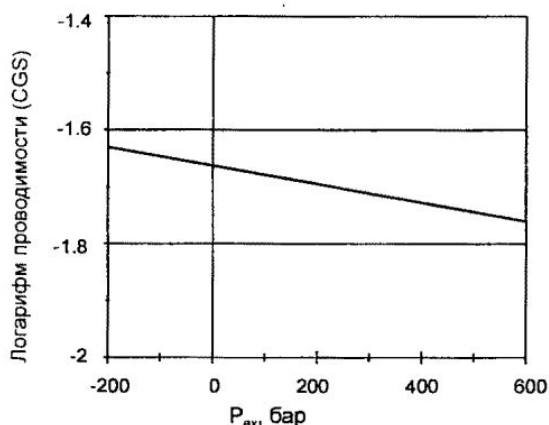


Рис. 22. Зависимость $\text{Log}(\sigma_{\downarrow})$ от избыточного давления, рассчитанная для вулкана Сент Хеленс ($H = 7,2 \text{ км}$)

Для неглубоких очагов и достаточно богатых летучими магм в результате снижения давления уровень фрагментации магмы может опуститься в очаг. Так как площадь горизонтального сечения очага на несколько порядков больше площади горизонтального сечения канала, скорость восходящего потока газа в очаге не достаточна для поддержания частиц во взвешенном состоянии, и вынос конденсированного материала прекратится. Последующее оседание пирокластики и пены в очаге приведет к быстрому прекращению извержения и обрушению лишенной поддержки кровли. Этот механизм остановки извержения, по-видимому, осуществляется при большинстве “кальдерных” извержений.

5.4.3. Величина скачка на границах сборки

Величину скачка расхода будем измерять как отношение расходов (скоростей подъема магмы) до и после скачка и обозначать $u/u\uparrow$ и $u/u\downarrow$. Эти величины возрастают при уменьшении глубины очага по отношению к критической и при уменьшении p_{ex} . Вблизи H_{cr} при уменьшении H величина скачка практически сразу достигает нескольких единиц, а потом растет сначала медленно, но со значительным ускорением. Величина $u/u\uparrow$ растет по закону, близкому к экспоненте и для реальных малоглубинных очагов может достигать 3-х порядков, а $u/u\downarrow$ — значительно быстрее, уходя в бесконечность при величине H , при которой происходит полное прекращение извержения. Зависимости $u/u\uparrow$ и $u/u\downarrow$ от избыточного давления при фиксированной глубине очага в полулогарифмическом масштабе линейны. Расчетные примеры для вулкана с параметрами Сент Хеленса показаны на рисунках 23 и 24.

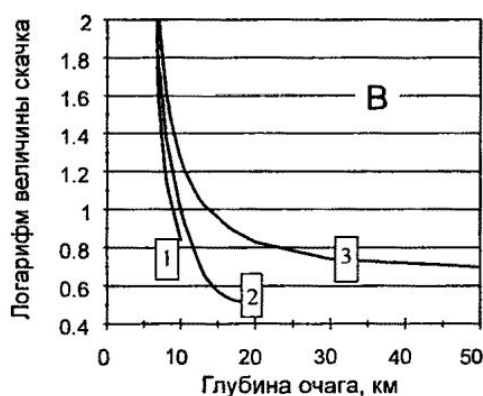
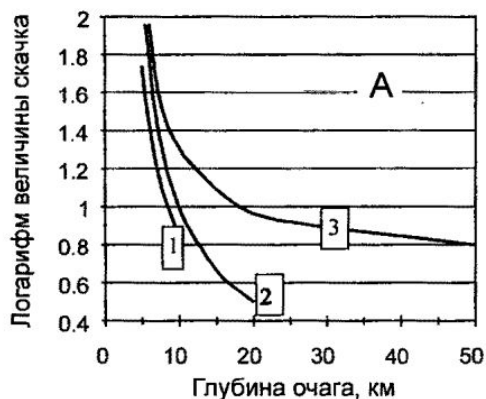
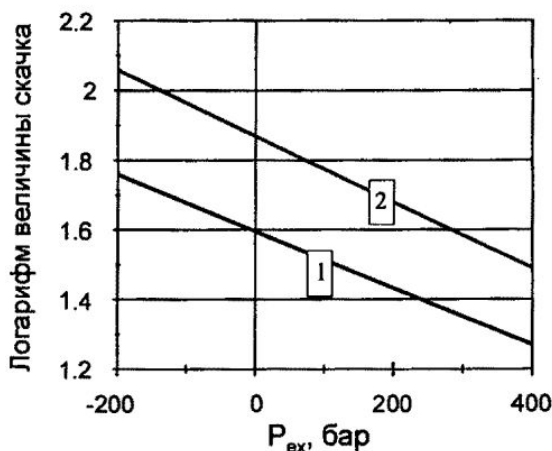


Рис. 23. Зависимость величины скачка от глубины очага, рассчитанная для вулкана с параметрами Сент Хеленса.

1 — $p_{ex}=400$ бар, 2 — $p_{ex}=200$ бар, 3 — $p_{ex}=0$. A — $u/u\uparrow$ (скачок вверх), B — $u/u\downarrow$ (скачок вниз).

Рис. 24. Зависимость величины скачка от P_{ex} , рассчитанная для вулкана Сент Хеленс при $H=7,2$ км.

1 – величина $u/u\uparrow$, 2 – величина $u/u\downarrow$



Следует отметить, что рост величины скачка осуществляется почти исключительно за счет изменения величины расхода после скачка. В частности, величина $u/u\downarrow$ растет в основном за счет уменьшения конечной скорости, которая может сразу достигнуть порога, при котором извержение прекратится.

5.4.4. Завершающая стадия катастрофического эксплозивного извержения.

Условия перехода в экструзивную фазу

Катастрофическая плинианская стадия извержения прекращается всегда резко, скачком [Горшков, Богоявленская, 1965; The 1980..., 1981; Williams, Self, 1983], причем достаточно часто, но не всегда непосредственно за ней следует экструзивная стадия с расходом, примерно на три порядка меньшим. Именно такая картина следует и из изложенной здесь теории. В работах [Слезин, 1995, 1995 а; Slezin, 1995] мною были проведены количественные сравнения рассчитанных эффектов с результатами измерений и наблюдений на некоторых, достаточно хорошо изученных извержениях. Коротко опишем соответствующие результаты.

Сент Хеленс 1980. Глубина очага $H=7,2$ км и исходное содержание растворенной воды в магме $c=0,046$ определены авторами работы [Rutherford et al., 1985] на основании изучения фазово-минеральных соотношений во вкрапленниках. Средний расход в течение плинианской фазы составил $8 \cdot 10^3$ м³/с плотной магмы [The 1980..., 1981]. Средний размер пирокластической частицы, определенный мною в [Слезин, 1991] по данным [The 1980..., 1981], равен $\sim 0,1$ см. Во время плинианской стадии расход вещества был довольно стабилен, уменьшившись к концу на несколько десятков процентов (оценки по высоте эруптивной колонны [Федоров, 1982 а]); в конце стадии высота

колонны скачком уменьшилась на порядок, что указывало на снижение расхода по крайней мере на четыре порядка.

Рост купола начался через 3,5 недели после извержения 18 мая, и расход при этом составлял около $8 \text{ м}^3/\text{с}$ – ровно на три порядка меньше, чем в плинианскую стадию.

Теоретические расчеты позволили косвенно оценить поперечный размер и проводимость канала и найти скорость подъема магмы на каждой стадии: $u_1 \sim 1 \text{ м/с}$ перед прекращением плинианской стадии и $u_2 \sim 0,001 \text{ м/с}$ после ее прекращения.

Для аналогичного извержения вулкана Безымянного 1956 года отсутствуют данные для плинианской стадии, известно лишь, что купол начал расти практически сразу же после прекращения катастрофической фазы, и средняя скорость его роста за первые 3 месяца составила около $3 \text{ м}^3/\text{с}$. (По аналогии с другими подобными извержениями можно полагать, что в первые часы и дни расход был, так же как и на Сент Хеленсе, около $10 \text{ м}^3/\text{с}$.) Содержание растворенной в магме воды по петрологическим данным составляло $c=0,05-0,06$ (и, возможно, несколько выше), а глубина очага – $\sim 12 \text{ км}$ [Кадик и др., 1986].

Приняв для проводимости канала ту же величину, что и на Сент Хеленсе, и $c=0,06$, получим расчетную величину скорости подъема магмы после прекращения плинианской стадии – $u_2=0,009 \text{ м/с}$.

Оцененная по формуле 3.24 критическая скорость для экструзивного режима (без учета слипания частиц) несколько менее $0,001 \text{ м/с}$, т.е., хотя и близка, но все же меньше скорости u_2 как для Сент Хеленса, так и для Безымянного. Это, очевидно, указывает на существенную роль усилия отрыва частиц друг от друга при переходе к газовзвеси.

То, что расчетная скорость u_2 для Сент Хеленса оказалась существенно меньшей, чем для Безымянного, качественно согласуется с наблюдаемой задержкой появления купола на Сент Хеленсе на 3 недели.

Примером аналогичного газопирокластического извержения, вообще не сопровождавшегося экструзивной стадией, является извержение вулкана Шивелуч 1964 года [Горшков, Дубик, 1969]. (Вообще вулкану Шивелуч свойственны экструзивные купола, но после извержения 1964 года купол появился лишь через 16 лет, и его нельзя рассматривать как стадию предшествовавшего катастрофического извержения.) Здесь, очевидно, $u_2=0$. Полезно выяснить, с чем связана такая разница в поведении этих в общем сходных вулканов.

Исходя из результатов анализа, проведенного выше, можно предположить, что отсутствие экструзивной стадии извержения Шивелуча в 1964 году связано с малой глубиной очага, которая должна быть несколько меньше 7 км (резкий рост величины скачка вблизи этой глубины виден на рисунке 23).

Проверить этот вывод можно, проведя изучение структуры вулканического аппарата методом сейсмической томографии.

5.4.5. Возможные особенности поведения расхода при очень вязкой магме

Для магмы очень высокой вязкости при наблюдаемых скоростях ее движения в канале в процессе извержения неправомерны предположения как о равновесности роста пузырьков при снижении давления, так и о равновесности диффузионного газоотделения. Результатом неравновесности роста пузырьков будет высокое давление в них перед разрушением и, в пределе, полное отсутствие зоны разрушающейся пены. В результате неравновесности газоотделения появится зависимость количества свободного газа от скорости потока.

Для оценки влияния этих эффектов на динамику и эволюцию извержения рассматривается следующая модель (более подробно см. [Слезин, Мельник, 1994]). Как и раньше, решается одномерная изотермическая задача с теми же граничными условиями (см. гл. 4) и с описываемыми ниже отличиями в системах уравнений для отдельных зон потока.

Система уравнений для пузырьковой зоны:

$$\begin{aligned}(1 - \alpha)(1 - c) u &= U(1 - c_0), \\ (\rho_g \alpha + \rho_l (1 - \alpha) c) u &= \rho_l U c_0,\end{aligned}\tag{5.8}$$

$$n u = n_0 u_0, \quad \alpha = 4/3 \pi r^3 n,$$

$$u \frac{d\rho_g}{dh} = \frac{3}{r} \left(j - \rho_g u \frac{dr}{dh} \right), \quad j = \frac{1}{2} \rho_l \frac{D(c - c_\Sigma)}{r} Sh,\tag{5.9}$$

$$u \frac{dr}{dh} = \frac{r(p_g - p_l)}{4\eta},\tag{5.10}$$

$$\frac{dp}{dh} = -\rho g - C_k \frac{\rho u^2}{2b}, \quad \rho = \rho_g \alpha + \rho_l (1 - \alpha),\tag{5.11}$$

где основные обозначения прежние и добавлено r – радиус пузырька; n – количество пузырьков в единице объема; j – диффузионный поток газа в пузырек; D – коэффициент диффузии; c_Σ – концентрация растворенного газа у стенки пузырька; Sh – число Шервуда, которое для односкоростного пузырькового течения равно 2. 5.8 – уравнения непрерывности; 5.9 – уравнение баланса массы одиночного пузырька; 5.10 – уравнение типа Рэлея-Ламба для роста пузырька в высоковязкой жидкости.

Зона разрушающейся пены отсутствует. Тонкая область разрушения пузырьков (грубо говоря, толщиной в один пузырек) в стационарном потоке фактически представляет собой фронт волны дробления (подобной описанной в работах [Алидибиров, 1987; Alidibirov, 1995] применительно к дискретным вулканическим взрывам), распространяющейся навстречу потоку с той же скоростью, что и последний. Она описывается как разрыв, на котором справедливы следующие уравнения:

$$\rho_l(1-\alpha)u = \rho_l(1-\delta)u_p, \quad \rho_g^- \alpha u = \rho_g^+ \delta u_g, \quad (5.12)$$

$$(\rho_l(1-\alpha) + \rho_g^- \alpha)u^2 + p^- = \rho_l(1-\delta)u_p^2 + \rho_g^+ \delta u_g^2 + p_g.$$

$$p_g^+ = p_{ga} \frac{\rho_g^+}{\rho_{ga}}, \quad p^- = p_l^- (1-\alpha) + p_g^- \alpha. \quad (5.13)$$

$$C_p \frac{\rho_g^+ (u_g - u_p)^2}{d_p} = \rho_l g. \quad (5.14)$$

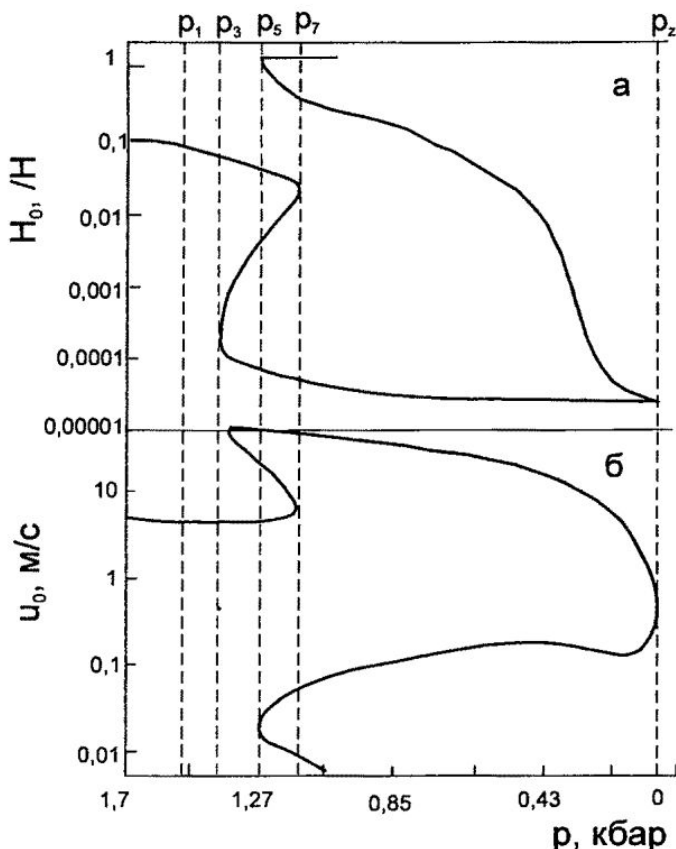
$$p_g^- - p_l = p^*(\alpha), \quad p^*(\alpha) = p_0^* \left(1 - \left(\frac{\alpha}{\alpha^*} \right)^n \right). \quad (5.15)$$

Основные обозначения те же, что и в предыдущих уравнениях; знаки + и – относятся к характеристикам газа до разрыва (в пузырьках) и после него (в свободном состоянии), соответственно. Возможная пористость частиц здесь не учитывается, т.е. разрушение пузырьков считается полным. Полидисперсность частиц учитывается выбором среднего эффективного диаметра в соответствии с [Риттман, 1964], а несферичность – величиной коэффициента сопротивления в соответствии с [Walker et al., 1971].

Уравнения 5.12 выражают закон сохранения газовой и конденсированной фаз (переходом летучих компонентов из конденсированной в газовую фазу мы здесь пренебрегаем ввиду узости зоны дробления); 5.13 – баланс импульса для смеси в целом; 5.14 – уравнение импульса для частиц, записанное в предположении, что в пределах скачка скорости газа и частиц успевают прийти к равновесию, и силами инерции можно пренебречь; 5.15 – закон дробления; $p^*(\alpha)$ – разрушающее давление. Второе уравнение в 5.15 описывает зависимость от α . Величины коэффициентов p_0^* и n , подобранные эмпирически по имеющимся в литературе [Справочник..., 1968; Справочник..., 1969] экспериментальным данным, составляют 65 бар и 0,27, соответственно.

Расчет зависимости расхода от давления в очаге для разных значений двух других управляющих параметров – H и σ – показал, что, так же как и в равновесной модели, эта зависимость неоднозначна. При достаточно больших

Рис. 25. Характерные формы зависимости отношения глубины уровня фрагментации к глубине очага H_0/H – а и скорости подъема магмы без пузырьков u_0 – б от давления в очаге для $H=6$ км и $\sigma=0,0027$ см²/Пз



глубинах очага ($H \geq 10$ км) и проводимостях канала ($\sigma \geq 0,1$ см²/Пз) форма зависимости полностью подобна получаемой из равновесной модели, но при малых глубинах очага и малых значениях σ она усложняется (рис. 25, 26).

Это усложнение заключается прежде всего в скачкообразном возрастании расхода в конце извержения, амплитуда которого для самых неглубоких очагов (5–6 км) и очень малых проводимостей (0,001 см²/Пз) может достигать одного порядка величины. Кроме того, в очень узком диапазоне давлений (p_7 – p_5 , см. рис. 25) появляется принципиальная возможность пяти разных режимов (два из которых неустойчивы). Дополнительный скачок пропадает как при увеличении σ , так и при увеличении H , но если в первом случае его амплитуда плавно уменьшается до нуля, во втором – все происходит менее стандартным способом. При увеличении глубины очага область скачка сдвигается к более низким давлениям, а верхняя и нижняя ветви кривой расхода сближаются до соприкосновения в точке, где происходит скачок расхода. Область скачка отделяется в виде петли, описывающей возможный, но нереализуемый при нормальной эволюции режим, а основная кривая приобретает S-образную форму, точно повторяющую ту, которая получается в модели, не учитывающей неравновесность роста пузырьков. При дальнейшем увеличении H кривая выпрямляется, приближаясь к экспоненте, так же как и в равновесной модели.

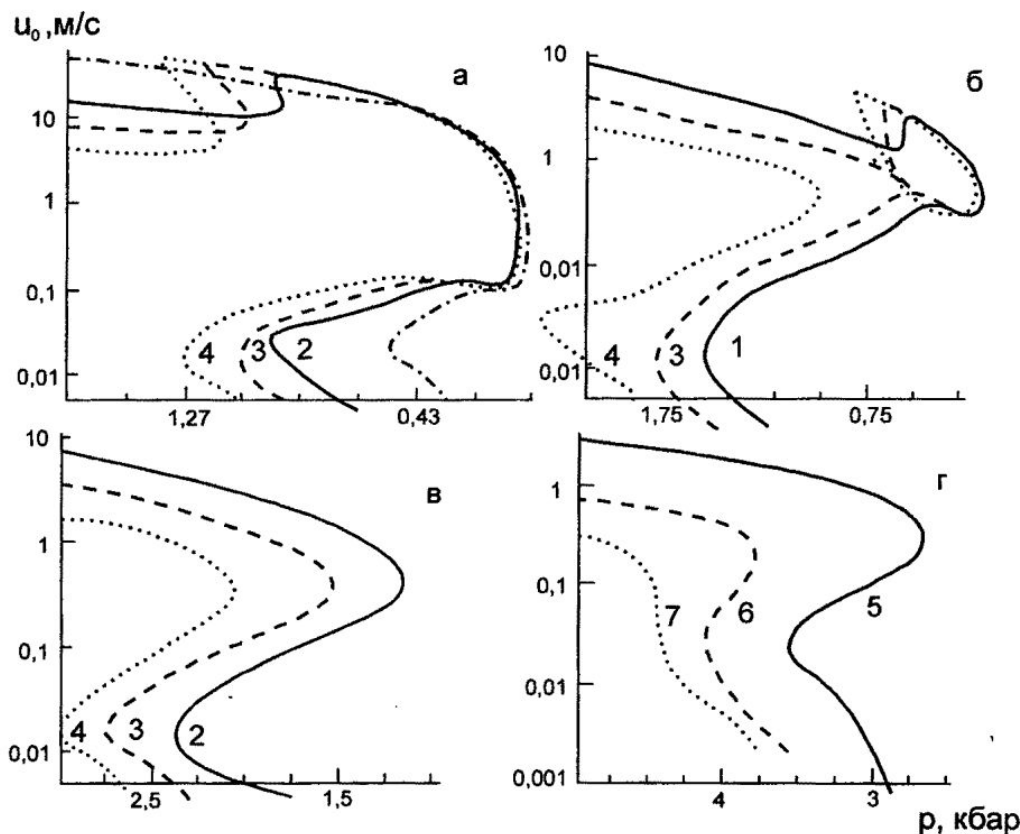


Рис. 26. Влияние величины σ на форму зависимости расхода от давления в очаге, а – при $H=6$ км; б – 9 км; в – 12 км; г – 15 км.

Значения σ ($\text{см}^2/\text{Пз}$): 1 – 0,2; 2 – 0,027; 3 – 0,008; 4 – 0,0027; 5 – 0,004; 6 – 0,0008; 7 – 0,0004

Физический смысл обнаруженных закономерностей следующий. Влияние глубины очага на форму кривой расхода связано с различными условиями газоотделения в очаге и канале. В очаге при всех условиях газоотделение остается равновесным, и поэтому оно происходит более полно, чем в канале. Погружение уровня начала газоотделения в очаг приводит к увеличению общего количества свободного газа, уменьшению средней плотности магмы в канале, понижению уровня фрагментации (изменения положения уровня фрагментации см. рис. 25, а). Возникает положительная обратная связь, подобная проанализированной нами выше в равновесном случае.

Режим с отделившейся “петлей” отвечает следующему случаю. “Петле” соответствует реальный режим с малой плотностью магмы в канале и высоким расходом, но он не может быть достигнут в результате постепенного снижения давления в очаге; сопротивление начинает резко возрастать, и расход падает скачком раньше, чем в очаге достигается достаточная для режима

“петли” объемная доля газа. Этот режим может осуществиться, только если какое-нибудь постороннее действие (например, раскрытие трещин в стенках очага вследствие внешнего растяжения) резко снизит давление в очаге и позволит “перескочить” с S-образной кривой на петлю.

Скачкообразное возрастание расхода уменьшается и сглаживается при возрастании проводимости, так как при этом уменьшается вклад перемещения уровня фрагментации в изменение общего сопротивления канала.

Таким образом, неравновесность газоотделения может породить еще один источник неустойчивости и скачкообразное возрастание расхода, связанное с уменьшением давления в очаге. Этот скачок (в отличие от скачка, связанного с ростом проводимости канала) имеет относительно небольшую амплитуду и вероятен в конце извержения. Однако условия возможности скачка достаточно экзотичны: очень высокие расходы при малой величине параметра проводимости σ . Это возможно только при очень малой относительной длине участка жидкостного течения в канале – не более первых процентов длины канала перед скачком и не более нескольких сотых долей процента после скачка – и при большой объемной доле газа в очаге. Достижению такой обстановки с большой вероятностью могут воспрепятствовать различные обрушения, разрушения стенок канала и кровли очага. В то же время эти дополнительные факторы могут и способствовать проявлению описанного эффекта скачка.

Не исключено, что такую роль сыграл побочный прорыв на Везувии при извержении 1906 года (см. раздел 5.5.3.). При “нормальной” же эволюции извержения возникновение неустойчивостей с таким механизмом, по-видимому, исключено. Например, для вулкана с параметрами Сент Хеленса при извержении 1980 года скачок за счет снижения давления невозможен. Минимальный скачок (не более чем в два раза) мог бы возникнуть в конце извержения, лишь если глубина очага была бы менее 6 км.

5.5. Общая картина эволюции извержения в стационарном приближении

5.5.1. Эволюция извержения в дисперсионном режиме

Чтобы наглядно представить зависимость скорости потока магмы без пузырьков от всех трех определенных нами управляющих параметров, будем фиксировать каждый из них по очереди и изображать на графике зависимость U от двух оставшихся. На рисунке 27 показаны такие зависимости, рассчитанные для вулкана с параметрами Сент Хеленса: содержание летучих 4,6%, средний размер пирокластических частиц 0,1 см, их средняя пористость 0,3, плотность расплава – 2,5 г/см³, плотность газа при атмосферном давлении и

температуре извергающейся магмы – $0,0002 \text{ г/см}^3$, коэффициент в законе растворимости летучих $a=0,0019$. Диапазон значений варьируемых параметров включает значения, реализовавшиеся на извержении 1980 года.

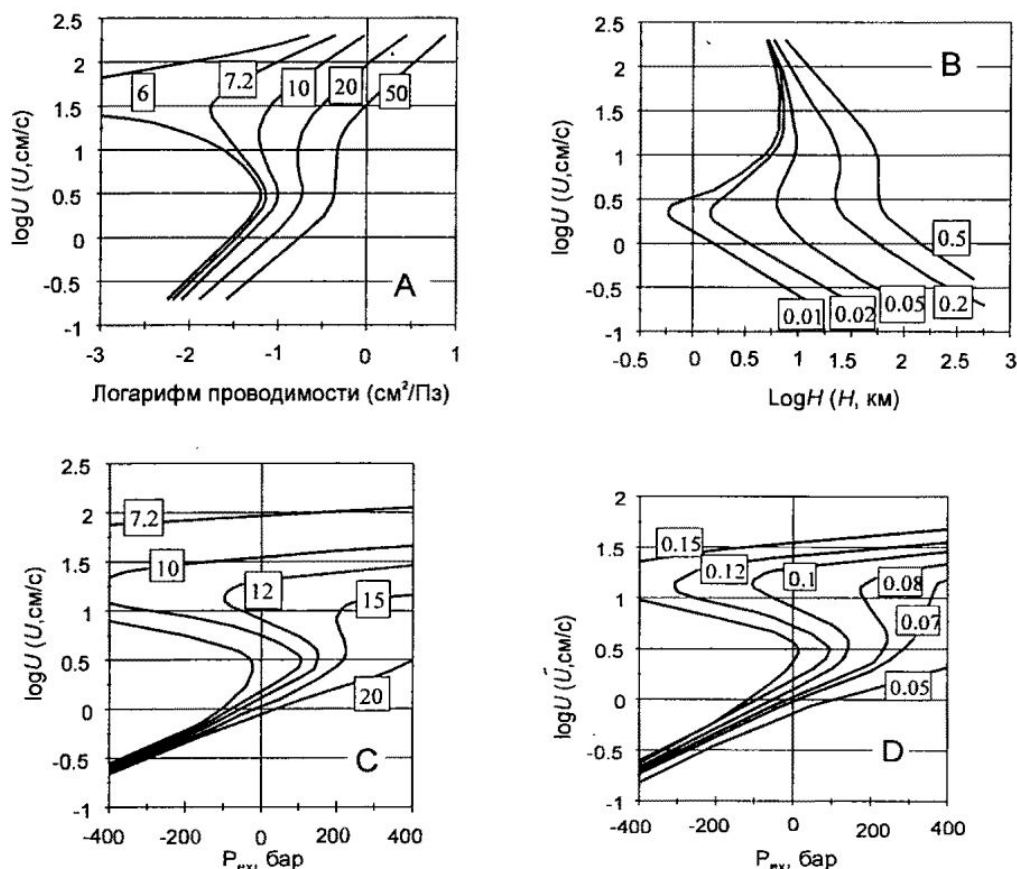


Рис. 27. Зависимость скорости течения магмы (пропорциональной расходу) от основных управляющих параметров.

В каждом случае один из параметров зафиксирован: на графиках **A** и **B** – избыточное давление $P_{\text{ex}} = 100$ бар; на графике **C** – проводимость канала $\sigma = 0,1 \text{ см}^2/\text{Пз}$, на графике **D** – глубина очага $H = 12$ км. Цифры у кривых обозначают соответственно: на графиках **A** и **C** – глубину очага в км; на графике **B** и **D** – проводимость канала в $\text{см}^2/\text{Пз}$.

Обращает на себя внимание близкое подобие всех графиков, изображенных на рисунке 27. Это семейства кривых, являющих собой сечения поверхностей с особенностью типа “сборка”, причем диапазон параметров, соответствующий области неоднозначности расхода, примерно совпадает с диапазоном параметров, описывающих реальные вулканы. Для вулканов с другими характеристиками магматической системы тип зависимостей полностью

сохраняется, — изменяются только количественные соотношения. Так, область неоднозначности расхода сокращается при уменьшении содержания летучих или при увеличении их растворимости, а также при увеличении размеров и плотности пирокластических частиц.

Такой характер зависимостей предопределяет закономерность возникновения резких скачкообразных изменений расхода (в обоих направлениях — как при убывании, так и при возрастании) в течение вулканического извержения. При этом причиной таких скачков может быть плавное изменение любого (в принципе) управляющего параметра.

Посмотрим на графики чуть внимательней. Два из них — С и D — копируют друг друга почти в точности, а график В — почти точное перевернутое вверх ногами изображение графика А. Общим для обеих пар является то, что и там и тут в одном графике зафиксирована глубина очага, а меняющийся параметр семейства кривых — проводимость канала, в другом же — наоборот. Сходство графиков подтверждает достаточно очевидную связь между длиной и проводимостью канала: увеличение длины так же увеличивает полное сопротивление канала, как и уменьшение проводимости в области жидкостного течения.

При значительной протяженности зоны жидкостного течения изменения H в несколько раз должны влиять точно так же, как и изменения σ во столько же раз. При относительно малой длине жидкостной зоны относительное влияние изменений H должно быть сильнее. Это мы можем увидеть, сравнивая рисунки 27 С и 27 D. Средняя кривая ($H = 12$ км, $\sigma = 0,1$ см²/Пз, $H/\sigma = 120$) одна и та же на обоих графиках, а соседние кривые справа и слева от нее имеют, соответственно, одинаковые величины отношений H/σ — 100 для левой кривой и 150 для правой. Как правые, так и левые кривые сходны на обоих графиках, но на рисунке 27 С кривые раздвинуты сильнее, что говорит о более сильном влиянии H .

Из приведенных на рисунке 27 данных следует, что к скачкообразному возрастанию расхода может привести: 1) — увеличение σ , 2) — уменьшение H ; 3) — увеличение p_{ex} . Рассмотрим, как могут реализовываться эти изменения в процессе извержения.

Проводимость канала в начале извержения всегда возрастает. Это связано с расширением канала за счет механической эрозии стенок; с уменьшением вязкости магмы в канале благодаря прогреву его стенок и соответствующему уменьшению теплоотдачи; с изменением формы поперечного сечения канала в направлении большей изометричности. В конце извержения в результате уменьшения давления и расхода в системе проводимость может уменьшаться из-за сокращения площади поперечного сечения канала и увеличения эффективной вязкости магмы. Последняя особенно резко возраста-

ет, когда из-за уменьшения движущего напора напряжения в жидкости приближаются к пределу текучести.

Глубина очага – величина, как правило, не меняющаяся в течение извержения или меняющаяся незначительно. Тем не менее изменения ее все же могут быть существенными. При стабильном течении извержения с высокой, но не чрезмерной интенсивностью глубина очага (тут лучше говорить – длина канала) растет в соответствии с ростом образованной продуктами извержения постройки. При нестабильном взрывном режиме часто наблюдается разрушение верхней части постройки, обрушение ее частей, что приводит к укорочению канала.

Кроме того, как уже упоминалось выше, для качественной характеристики режима существенна не абсолютная глубина очага H , а ее величина по отношению к критической глубине H_{cr} , которая зависит почти исключительно от содержания летучих. Изменение содержания летучих в очередных порциях магмы может изменить H_{cr} , а увеличение H_{cr} эквивалентно уменьшению H , и наоборот.

Избыточное давление в очаге в процессе извержения падает, что приводит к снижению расхода, постепенному при достаточно большой глубине очага и (или) достаточно малой проводимости канала и со скачком при неглубоком очаге и (или) большой проводимости. При меньших H или больших σ скачкообразное снижение расхода происходит при меньшем избыточном давлении и с большей амплитудой.

Теория говорит, что, в принципе, возможно также и скачкообразное возрастание расхода при возрастании p_{ex} , однако практически это маловероятно. Возрастание p_{ex} может быть вызвано проседанием кровли очага, которое может начаться только при частичном его опустошении, при p_{ex} существенно меньшем нуля. Но в этом случае скачок возможен только при весьма большой (в обычных условиях нереальной) проводимости канала.

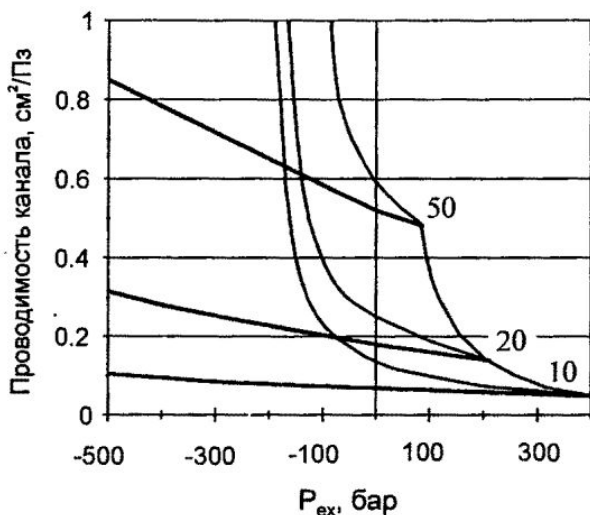
На рисунке 28 показано семейство проекций сборок на плоскость управляющих параметров p_{ex} и σ , построенных для разных значений глубины очага. Если глубину очага отложить по третьей координате, получится трехмерное изображение сепаратрисы катастрофы, имеющее вид ножа бульдозера или лемеха плуга. Его можно рассматривать как трехмерную проекцию четырехмерной “поверхности катастрофы” на пространство управляющих параметров. Практически этот “нож” должен представлять собой фрагмент полной сепаратрисы, ограниченный возможными для нашего объекта – извергающегося вулкана – значениями параметров. Обсудим эти ограничения.

Глубина более или менее стабильного очага не может быть меньше нескольких километров из-за теплопотерь. На глубину очага действующего вулкана, равную 5 км или более, указывают имеющиеся геофизические данные [Балеста, 1981]. Отметим, что нестабильный “разовый” очаг (понимае-

мый как емкость, в соответствии с определением, данным в разделе 2.3.) может возникнуть и на меньшей глубине (интрузия, “криптокупол”), но объем его сравнительно невелик и реализоваться в извержении он может только почти сразу после внедрения нестационарным взрывным процессом – так можно трактовать направленные взрывы, часто предваряющие плинианскую стадию катастрофических эксплозивных извержений.

Рис. 28. Проекция сборок, образованных “поверхностями катастрофы”, построенными для вулкана с параметрами Сент Хеленса для разных глубин очага (цифры у кривых).

Жирные линии – линии складки, описывающей скачок расхода вниз, тонкие линии, круто уходящие вверх – линии складки, описывающей скачок вверх. Острия сборок соединяет линия, описывающая траекторию перемещения этой особой точки в плоскости p_{ex} – σ при изменении глубины очага



Максимальная глубина вулканического очага должна определяться толщиной и структурой литосферы и возможностью существования устойчивого канала соответствующей длины. Надежных данных о глубоких очагах нет, но можно полагать, что максимальная глубина не должна намного превышать 50 км. В то же время на рисунке 28 видно, что уже при $H = 20$ км неустойчивость и скачки расхода возможны только при $\sigma > 0,15$, а при $H = 50$ км – только при $\sigma > 0,5$. Первая величина маловероятна, а вторая практически невозможна. Из этого следует, что у вулкана, способного к катастрофическим скачкам интенсивности при извержении, максимальная глубина очага, по-видимому, ограничивается величиной около 20 км.

Проводимость канала – это величина, не поддающаяся прямой оценке, особенно для достаточно длинных каналов. Оценить ее можно для конкретного вулкана косвенным образом, используя развиваемую в данной работе теорию, как это было сделано в [Слезин, 1991] и в разделе 5.4.2. данной работы для вулкана Сент Хеленс, исходя из наблюдавшейся динамики его извержения. При определенных для этого извержения значениях глубины очага и содержания воды в магме осуществление наблюдавшегося резкого пре-

кращения плинианской стадии при любых вероятных значениях избыточного давления в этот момент возможно лишь, если значения проводимости σ находятся в интервале 0,02–0,03 см²/Пз.

Начальное избыточное давление складывается из давления, соответствующего прочности перекрывающих очаг пород по отношению к развитию трещин и разности статических давлений столба перекрывающих пород и столба жидкой магмы. Первый компонент – порядка 100 бар (не более 200 бар), второй – того же порядка для неглубоких очагов и может достигать 1000 и даже более бар лишь для очагов с верхней кромкой на глубине в несколько десятков км. Для вулканов, способных к катастрофическим скачкам интенсивности извержения, избыточное давление очевидно не может превышать 400–500 бар, а в большинстве случаев, по-видимому, имеет максимальную величину 100–200 бар.

Минимальное избыточное давление в конце извержения связано с прочностью стенок канала и кровли очага, так же как и первый компонент максимального давления, но здесь мы имеем дело с другим видом прочности. Максимальное давление ограничивается длительной прочностью *материала*, а минимальное – кратковременной прочностью кровли как *конструкции*. Оценить эту последнюю намного сложнее, чем первую. Здесь опять могут быть полезны косвенные оценки, основанные на сравнении теоретических результатов с наблюдаемой динамикой извержения. Это будет подробнее обсуждено в следующей главе в разделе, посвященном механизму опустошения очага при образовании кальдер. Практически можно считать, что нижний предел p_{ex} находится в районе –1000 бар, а в большинстве случаев эта величина не превышает –400–500 бар.

Таким образом, практически все реально возможные варианты состояния и поведения извергающегося вулкана с дисперсионным режимом в рамках принятой модели можно качественно описать, используя рисунок 28, и даже лишь его нижнюю половину. Поведение извергающегося вулкана при одновременном изменении всех управляющих параметров описывается движением изображающей точки в трехмерном пространстве этих параметров. Качественные изменения этого поведения соответствуют пересечению траекторией изображающей точки поверхностей сепаратрисы.

Изменения управляющих параметров при нормальном “естественном” развитии извержения включают в себя прежде всего непрерывное и монотонное снижение давления в очаге. Одновременно с этим на начальной стадии извержения существенно возрастает, а на заключительной – уменьшается параметр проводимости канала. Нормальная, долговременная тенденция изменения длины канала – увеличение, связанное с ростом насыпной вулканической постройки. Однако при наиболее интенсивных извержениях и при максимальном содержании летучих в магме возможна и противоположная

тенденция: продукты извержения разносятся очень далеко, на поверхности Земли сверхзвуковым потоком вырабатывается пологая воронка, окруженная широким и пологим валом, и канал несколько укорачивается. Примером такого извержения было доисторическое извержение Таупо. Для возникшего “сооружения” Г. Уолкером было предложено название “обратный вулкан” [Walker, 1988].

Кроме перечисленных стандартных гладких изменений управляющих параметров существуют изменения, связанные с разными дополнительными процессами, сопровождающими извержение в некоторых случаях, но не являющимися такими обязательными, как снижение давления в очаге или проработка канала на старте извержения после длительного периода покоя. Это, например, уменьшение длины канала за счет разрушения вулканической постройки обвалом или взрывом, появление новых трещин и боковые внедрения магмы в кору и тело вулкана, разрушение стенок канала, проседание кровли очага, или импульсное внедрение в очаг магмы с более глубоких горизонтов, повышающее давление в нем и т.д.

Все эти влияния вносят усложнения в стандартную картину, но не лишают ее целостности и могут быть поняты и проанализированы в рамках предложенной модели. Но здесь надо отметить, что влияние разнообразных резких возмущений может быть надежно проанализировано в рамках стационарной модели лишь на качественном уровне. Количественные заключения в большинстве случаев требуют привлечения гораздо более сложных (нестационарных) моделей, которых пока еще не существует.

Теория позволяет описать следующие “стандартные” сценарии эволюции:

1. $H > H_{cr}$. Монотонное нарастание интенсивности – пологий максимум – монотонный, хотя и довольно крутой спад, который может завершиться экструзией.
2. $H < H_{cr}$. Небольшой, относительно глубокий очаг. Монотонное нарастание и монотонный спад при невысокой интенсивности.
3. $H < H_{cr}$. Не очень глубокий очаг достаточно большого размера. Монотонное нарастание интенсивности – резкий скачок расхода – плинианская фаза с высокой, мало меняющейся интенсивностью – резкий спад расхода – экстрезивная фаза.
4. $H < H_{cr}$. Небольшой, очень неглубокий очаг. Аналог пункта 3 с более быстрым нарастанием интенсивности в начале и отсутствием экстрезии после резкого прекращения плинианской фазы в конце.
5. $H < H_{cr}$. Достаточно большой неглубокий очаг. То же, что и пункт 4, с кальдерным проседанием и возможными экстрезиями в конце извержения.

5.5.2. Эволюция барботирующего режима и связь трех основных режимов

При барботирующем режиме сплошным компонентом двухфазного потока на всем протяжении канала является жидкость, вязкость которой целиком обеспечивает общее сопротивление потоку. Скорость и эродирующая способность в этом случае не велика и ее возрастание происходит лишь в течение очень короткого промежутка времени в момент возникновения канала. Практически в стандартном случае все извержение должно протекать при монотонном убывании интенсивности. Изменение расхода в таком монотонном режиме анализировалось в [Wadge, 1980].

Быстрое возрастание расхода в начале извержения может привести к возникновению дисперсионного режима, который с течением времени переходит опять в барботирующий. При этом обратный переход может происходить как плавно, так и скачком (при плавном прямом переходе), ибо при снижении $p_{ex} H_{cr}$ растёт. Для магм с очень низкой вязкостью, типа гавайских, высокая скорость всплывания пузырей может привести к относительному обогащению газом магмы в верхней части канала и возникновению в начале извержения дисперсно-кольцевого режима.

Рисунки 4 и 5 в главе 3 позволяют в первом приближении описывать переходы из одного режима в другой в процессе извержения, но только по отношению к изменению расхода, а не давления в очаге, и без учета неустойчивости и скачков расхода при дисперсионном режиме.

Соотношения режимов были в главе 3 определены через скорость подъема магмы U и массовую долю летучих c . Положение границы “нижнего” дисперсионного режима можно найти путем численных расчетов по модели, описанной в главе 4.

Величина U перед скачкообразным возрастанием (которую обозначим $u \uparrow$) меняется от $\sim 2,5$ см/с при $c=0,06$ до $9-10$ см/с при $c=0,02$, зависимость $u \uparrow(c)$ – приблизительно обратная. Можно получить аналитическое выражение для $u \uparrow$ с коэффициентами из численных расчетов. Приравняв приближенные выражения для “движущего” перепада давлений и сопротивления трения, можно получить следующее выражение [Слезин, 1991]:

$$u \uparrow = \frac{\sigma \uparrow}{H} F(c, d_p, p_{ex}). \quad (5.3)$$

Функция $F(c, d_p, p_{ex})$ слабо зависит от своих аргументов, и в первом приближении ее можно считать константой, определяемой с помощью численных расчетов.

Величина $\sigma \uparrow$ линейно зависит от H (см. рис. 19). Если перестроить графики рисунка 19, отложив по оси абсцисс H/H_{cr} вместо H , все наклонные прямые будут иметь одинаковую длину и отличаться лишь углом наклона,

который возрастает при уменьшении p_{ex} . При этом оказывается, что все эти прямые пересекают ось абсцисс в одной точке немного слева от оси ординат. Можно написать приближенно:

$$\sigma \uparrow = A(p_{ex}) \frac{H}{H_{cr}} + B(p_{ex}). \quad (5.4)$$

Для вулкана с параметрами Сент Хеленса коэффициент A примерно в 20 раз больше коэффициента B , так что в первом приближении этим последним можно пренебречь. При положительных значениях p_{ex} , где реально возможен скачок расхода вверх, зависимость $A(p_{ex})$ хорошо описывается выражением

$$A(p_{ex}) = \frac{a}{b + p_{ex}}, \quad (5.5)$$

где $a=33$, $b=355$, если p_{ex} – в барах. H_{cr} зависит от c в соответствии с формулой 5.1: $H_{cr} = H_0(c_0 - c^*)$, где $H_0=356$, $c^*=0,01$ и H_{cr} – в км.

Подставив последние выражения в 5.3, и подобрав с помощью численных расчетов общий коэффициент, получим окончательно:

$$u \uparrow = \frac{A}{(b + p_{ex})(c_0 - c^*)}, \quad (5.6)$$

где $A=80$, $b=354$ и $c^*=0,01$. Величина $u \uparrow$ оказалась практически не зависящей от H .

При вычислении $u \uparrow$ и при определении области существования “верхнего” (катастрофического) режима необходимо учитывать, что должно выполняться условие $H < H_{cr}$. Так как в каждом конкретном случае задана величина H , а переменной является H_{cr} , зависящая от c , к уравнению 5.6 следует добавить вытекающее из условия, названного выше, неравенство

$$c_0 > H/H_0 + c^*. \quad (5.7)$$

Величина $c_{min} = H/H_0 + c^*$ также ограничивает область возможного скачка.

Таким образом, возможные состояния извергающегося вулкана определяются соотношениями 3.18, 3.28, 5.6 и 5.7. Общая схема этих состояний показана на рисунке 29. Нисходящая кривая на каждом графике – это зависимость $U_d(c)$ – формула 3.28, – отделяющая дисперсионный режим от экстремального; восходящая кривая – $U_{cr}(c, \xi)$ – формула 3.18 – отделяет дисперсионный режим от барботирующего; штрихпунктирная кривая отделяет область возможности катастрофического скачка.

Первые две кривые и ограничиваемые ими области были обсуждены в главе 3. Посмотрим, как соотносится с ними последняя кривая. Она описыва-

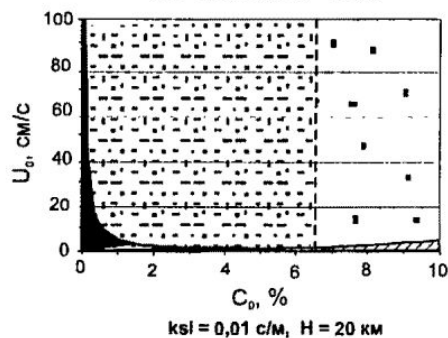
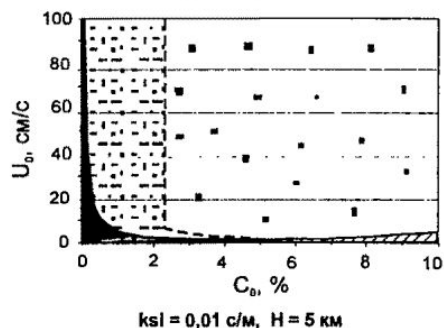
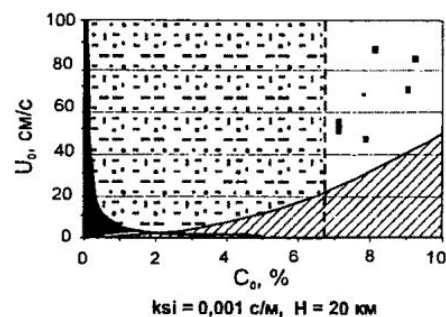
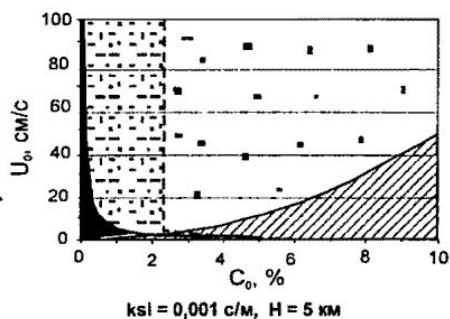
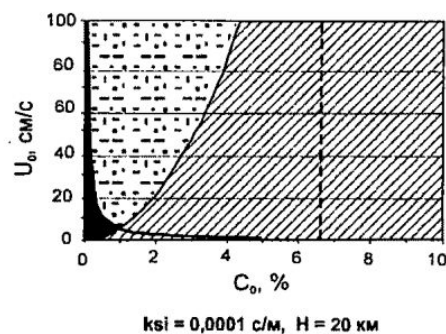
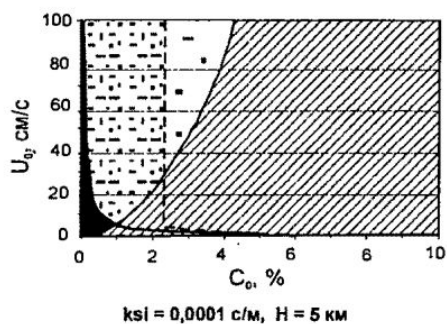
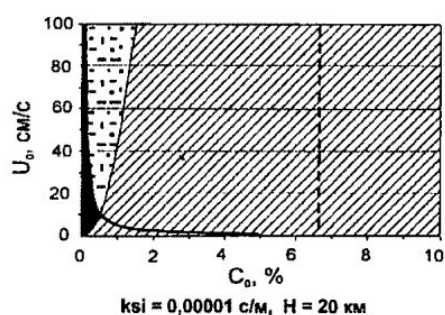
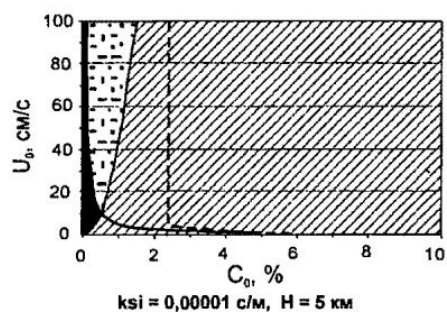


Рис. 29. “Карты режимов” для различных типов магмы и глубин очага.

Густая заливка – экструзивный режим; бледная заливка – барботирующий; густой крап – “умеренный” дисперсионный режим; редкий крап – катастрофический дисперсионный режим

ет возможность катастрофического скачка, которая может реализоваться, если вообще возможен дисперсионный режим, то есть область катастрофического режима, начинающегося скачком, должна находиться выше всех трех кривых.

На рисунке 29 эта область заштрихована точками. Нижняя, гиперболическая, часть штрихпунктирной кривой рассчитана по формуле 5.6 при $p_{ex}=200$ бар на всех графиках. Положение вертикальной прямой определяется условием 5.7. Глядя на рисунки, можно сделать следующие выводы. Во-первых, при росте U_0 от нуля в начале извержения скачок в катастрофический режим почти всегда происходит из барботирующего режима. Область умеренного дисперсионного режима между экструзивным и катастрофическим очень узка и при этом может “работать” только при больших ξ и одновременно требует $c < 3\%$ и $H > 5-6$ км. Сочетание этих условий весьма маловероятно. Переход в катастрофический режим непосредственно из экструзивного теоретически возможен при очень больших ξ (> 1). В этом случае плавный рост скорости магмы маловероятен из-за очень малых скоростей ее подъема, когда трудно говорить о какой-либо проработке канала. “Спусковым крючком” перехода в этом случае часто является обвал экструзивного купола или постройки вулкана с последующим взрывом, как это непосредственно наблюдалось при извержении вулкана Сент Хеленс в 1980 году.

Условие 5.7 ограничивает область возможности катастрофических скачков малыми глубинами очагов. На рисунках наглядно видно, что уже при глубине очага 20 км область скачка отодвигается к малореальным величинам содержания летучих. (Напомним, что такое же ограничение было получено в предыдущем разделе из других соображений.)

Все графики на рисунке 29 изображают состояния извергающегося вулкана в начале извержения и позволяют описать эволюцию извержения до катастрофического скачка, момент, когда он должен произойти, и его амплитуду. Для описания эволюции извержения после персхода в плинианский режим эти графики должны быть дополнены, так как снижение расхода и смена режимов происходит по другому пути. В этом случае область катастрофического режима в координатах графиков рисунка 29 будет ограничена снизу не кривой $U_D(c)$, а кривой $u\downarrow(c)$, которая проходит гораздо выше. Рассчитанные значения $u\downarrow$ для различных значений параметров приведены на рисунке 30.

На рисунке 31 показана картинка состояний вулкана, на которой пунктиром добавлены значения величины $u\downarrow$ (кривая a) и показана область режима после скачка. Рассчитав величину скачка вниз, как было описано выше, можно установить в область какого состояния попадет система после этого.

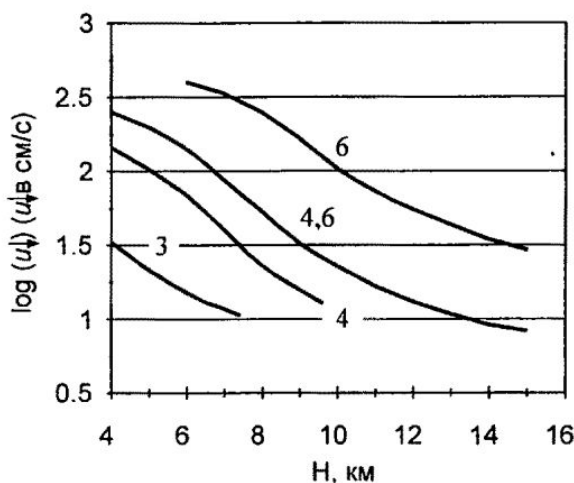


Рис. 30. Зависимость скорости подъема магмы на момент прекращения плиннианской фазы извержения ($u \downarrow$) от глубины очага для разных содержаний летучего компонента.

Цифры у кривых – массовая доля летучих в процентах. Кривые рассчитаны при значении $\sigma = 0,1 \text{ см}^2/\text{Гз}$ и остальных параметрах, примерно соответствующих извержению вулкана Сент Хеленс

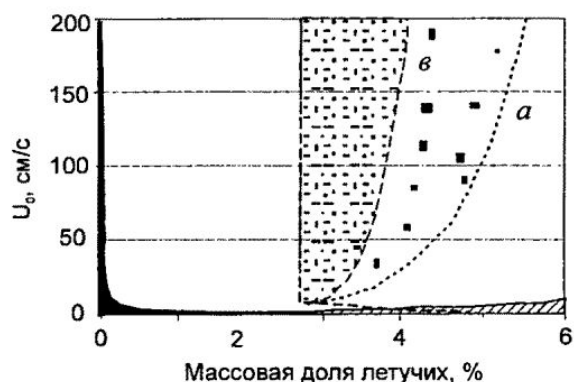


Рис. 31. Карта режимов извержения, подобная изображенным на рис. 29.

Кривая a описывает значения $u \downarrow$, а кривая b – отделяет область, в которую попадает изображающая точка после скачка в катастрофический дисперсионный режим (густой крап)

5.5.3. Возможные сценарии эволюции и примеры

Факторы “нормальной” эволюции. *Первым* фактором эволюции извержения является снижение давления в очаге, которое в нашей модели описывается как уменьшение p_{ex} от 200–400 бар до приблизительно –400 бар. Поскольку мы считаем систему очаг–канал во время извержения изолированной со всех сторон, кроме выхода из канала, это снижение давления монотонно. В промежутке между извержениями верхняя часть вулканического канала отмирает на тем большую величину, чем продолжительнее этот промежуток. Каждое извержение начинается возникновением и проработкой канала или значительного его участка. Движущаяся при высоком перепаде давления магма упруго раздвигает стенки канала, вызывает их прогрев и эрозию (которая может быть очень значительной [Walker, 1988]).

В конце извержения возможно некоторое сужение канала, поэтому *вторым* фактором эволюции следует считать изменение проводимости канала и прежде всего ее рост в начале извержения.

В качестве *третьего* нормального фактора эволюции назовем изменение длины канала H (точнее H/H_{cr}). При продолжительном умеренном извержении за счет роста насыпного конуса канал может удлиниться на несколько сот метров. В то же время высокоинтенсивное эксплозивное извержение, разрушая постройку и создавая расширяющееся “сверхзвуковое сопло”, может укоротить канал также на многие сотни метров.

Четвертым фактором нормальной эволюции (хотя этот фактор не универсален и работает, очевидно, не всегда) можно назвать закономерное изменение свойств магмы, поступающей с более глубоких горизонтов очага, и прежде всего содержания растворенных летучих. Примером может служить снижение концентрации воды в более глубоких порциях андезитовой магмы вулкана Безымянного [Бармин, Мельник, 1990]. Изменение концентрации растворенной воды должно влиять и на вязкость магмы, а значит, на величину σ , и на величину H_{cr} , а следовательно на H/H_{cr} .

Дополнительные факторы связаны с внешними по отношению к модельной системе влияниями. Это, например, инъекция расплава в очаг из более глубоких частей области питания вулкана, обвал постройки вулкана, разрушение стенок канала, оседание кровли очага, интрузии в тело вулкана и побочные прорывы.

Стандартная схема извержения. В стандартной ситуации вновь образующийся канал (верхний участок) возникает как трещина, продвигающаяся вверх по механизму гидроразрыва. Трещина может идти впереди магмы, и при ее открытии на поверхности или по достижении ее головкой рыхлого проницаемого грунта сначала будет происходить истечение газа и просадка рыхлого грунта. Затем – усиление газовой эмиссии и, наконец, появление расплава. Так, классически, начинались извержения в ареальных зонах – Парикутин в 1944 году [Лебедев, Хитаров, 1979], Толбачик в 1975 году. [Большое..., 1984] и многие извержения в кратерах больших стратовулканов. Сначала расход относительно невелик, снижение p_{ex} практически неощутимо, но второй фактор работает эффективно – продолжается эрозия стенок трещины и прогрев их, что уменьшает теплопотери и, соответственно, вязкость; интенсивное и неравномерное газовыделение вблизи поверхности способствует быстрому расширению самой верхней части канала, особенно если эта верхняя часть находится в теле молодого вулканического конуса, сложенного материалом очень низкой прочности. Расход быстро растет, и процесс увеличения проводимости канала ускоряется.

На следующем этапе рост параметра проводимости канала замедляется и, наконец, прекращается, при этом увеличивается и длина канала за счет

подрастания постройки. Одновременно становится существенным уменьшение давления в очаге. Если $H > H_{cr}$, расход достигает максимума и начинает снижаться. При этом может осуществляться плавная смена режимов извержения, переход от барботирующего к дисперсионному и обратно. Во многих существующих описаниях извержений говорится о “нарастании частоты взрывов”, приводящем в конце концов к непрерывному истечению газопирокластической струи.

Снижение расхода в конце извержения при $H > H_{cr}$ происходит значительно быстрее, чем его возрастание в начале. Здесь работает положительная обратная связь: уменьшение расхода приводит к сокращению протяженности разуплотненных за счет газовой фазы зон и резкому уменьшению движущего перепада давления.

Если $H < H_{cr}$, возможны два варианта: 1. Извержение остается умеренным и развивается, как и в случае $H > H_{cr}$; 2. Величина σ достигает критического значения, и извержение скачком переходит в верхний дисперсионный (катастрофический) режим. Затем некоторое время возможно дальнейшее возрастание расхода и постепенное его снижение, заканчивающееся резким прекращением или переходом к экструзивному процессу. В течение катастрофической фазы расход меняется незначительно, обычно на десятки процентов (максимум в несколько раз) – истечение почти стационарно. Ко второму варианту относятся все известные катастрофические эксплозивные извержения (обычно осложненные дополнительными факторами).

Возможно в процессе извержения и изменение знака неравенства между H и H_{cr} как результата изменения содержания летучих в последовательно поступающих порциях магмы. В начале извержения порции магмы, частично дегазировавшиеся в канале за счет фумарольной деятельности, могут смениться более богатыми, сохранившими исходную концентрацию летучих, что способствует переходу в катастрофическую фазу наряду с другими факторами. В дальнейшем, при поступлении магмы из очага, более вероятно последовательное обеднение летучими более глубинных порций магмы, как отмечено для вулкана Безымянного в [Кадик, Эглер, 1976]. Весьма вероятно, что при извержении Безымянного 1956 года этот фактор в значительной мере определил момент прекращения плинианской фазы.

Влияние дополнительных факторов. Наибольшее влияние на ход извержения оказывают всевозможные процессы механического разрушения постройки вулкана и вообще внезапно возникающие нарушения в окружающей магматическую систему вулкана среде.

Наиболее яркий пример – это обвалы постройки, сопровождающиеся взрывами богатой газом магмы интродуцировавшего “криптокупола”, подобные наблюдавшемуся непосредственно на извержении вулкана Сент Хеленс в 1980 году [Sparks et al., 1978] и предполагаемому [Штейнберг, 1974] на

вулкане Безымянном в 1956 году. Следствие обвала и взрыва – резкое укорочение канала на много сотен метров и уменьшение его полного сопротивления, которое приводит к скачку расхода и возникновению катастрофического дисперсионного (плинианского) режима.

Обвалу, взрыву и катастрофической фазе предшествовала в обоих случаях длительная умеренная деятельность. На Сент Хеленсе это, очевидно, был процесс интродуирования магмы в тело вулкана в верхней части постройки (криптокупол), порождающий фреатические взрывы при контакте с водой гидротермальных систем. На Безымянном имел место более интенсивный режим, по-видимому, близкий к барботирующему, с последовательностью взрывов, выбрасывавших ювенильный материал. Ближе к моменту обвала интенсивность извержения упала, взрывы почти прекратились и, видимо, происходила интрузия криптокупола, как и на Сент Хеленсе. Дальнейшие события происходили по той же схеме, что и на Сент Хеленсе, но отличались в соотношении деталей. Изучение и объяснение этих различий представляет большой интерес в будущем.

Из приведенной выше теории следует, что любой фактор, дающий достаточный эффект укорочения канала (увеличения движущего перепада давления), должен привести к тому же результату, что и обвал – возникновению катастрофического дисперсионного режима. Наблюдения подтверждают этот вывод. Например, на Везувии таким фактором был отток лавы через трещины на боковых склонах конуса. Ссылаясь на Булларда и Перре, И.В.Лучицкий [1971] так описывает последовательность событий: “Уровень лавы в очаге понижается по мере излияния, вследствие чего вершина конуса частично обрушивается. Наконец, когда давление лавовой колонны вследствие излияния уменьшается, происходит мощный газовый выброс (“gas blow off”), образующий гигантскую эруптивную тучу высотой более 10 км.

Впервые эту фазу установил Перре в 1924 году по наблюдениям извержения 1906 г. В сущности, это не эксплозия, не взрыв, а стремительное выделение газовой струи, находящейся под громадным давлением, подобное испусканию паров локомотива. Эта фаза наиболее интенсивного проявления активности продолжается немногие часы и означает окончание цикла. Затем вулкан приходит в состояние покоя”.

Это классическое описание возникновения и прекращения катастрофического дисперсионного режима, полностью соответствующее теоретической схеме при $H < H_{cr}$, с резким, скачкообразным переходом к высокоинтенсивному квазистационарному газопирокластическому режиму и с таким же резким прекращением извержения. (Характеристики магматической системы Везувия, приведенные в [Bennett, 1974], в соответствии с нашей моделью указывают на необходимость именно полного прекращения извержения без последующей экстрюзии.)

Вообще, внедрение магмы по трещинам, открывающимся в стенках очага и канала во время извержения, по-видимому, очень распространенный фактор, модифицирующий ход извержения. В работе [Dobran, 1992] утверждается, что от 50% до 90% поступающей из глубины магмы “застревает” в виде внедрений и лишь порядка 10% изливается на поверхность.

Иногда боковые внедрения завершаются прорывом магмы на поверхность, проявляя себя в явном виде. Так, на Северном Прорыве Толбачинского извержения в 1975 году последовательно возникло три больших и несколько малых конусов, перед появлением каждого из которых в извержении предыдущего конуса возникали значительные колебания интенсивности вплоть до полных пауз [Бармин, Мельник, 1990]. Эти колебания и паузы были связаны, по моему мнению, с оттоком магмы в глубине по вновь возникающим трещинам, раскрытие которых происходит толчкообразными импульсами ([Слезин, 1972] и см. гл. 6).

Некоторые явления, сопровождающие извержения

6.1. Опустошение очага при образовании кальдер

6.1.1. Постановка задачи

Многие крупнейшие эксплозивные извержения сопровождаются кальдерными проседаниями, которые обусловлены частичным опустошением очага. Такая кальдера обычно представляет собой замкнутую депрессию, оконтуренную серией разломов, по которым происходит оседание ее дна. Контур кальдеры близко соответствует контуру определяемого геофизическими методами аномального тела, интерпретируемого как очаг [Балета, 1981; Зубин и др., 1971; Sanders, 1984; Yokoyama, 1969]. Представляет интерес процесс опустошения очага и связь его количественных характеристик с характеристиками магматической системы вулкана, которые можно описать, используя предложенную модель.

К основным количественным характеристикам кальдерообразующих извержений относятся: площадь кальдеры A , глубина проседания и объем V (масса M) выброшенного вещества. Площадь кальдеры оценивается по-разному, но в основном либо по выходящей на поверхность линии разломов, либо по линии, проведенной на половине высоты уступа. Если выброшенный из очага объем полностью компенсируется проседанием кровли, глубина кальдерного проседания должна быть прямо связана с отношением V/A . Такая связь наблюдается не всегда. Очевидно, возможны другие пути компенсации объема или не полная его компенсация. Однако, если рассматривать не весь комплекс процессов, связанных с образованием кальдер, а лишь интересующий нас процесс опустошения очага, можно вместо кальдерного проседания пользоваться величиной "магматического опускания" Δ . Этот термин был предложен в [Spera, Crisp, 1981], где магматическое опускание определялось как отношение V/A . Так как нас интересует потеря объема в очаге, объем магмы определим через выброшенную массу и плотность, которую она имела в очаге перед началом извержения:

$$\Delta = \frac{M}{\rho_l A}. \quad (6.1)$$

Конкретная постановка задачи в рамках данной работы формулируется следующим образом: *теоретически описать и исследовать зависимость величины магматического опускания при катастрофическом взрывном извержении от характеристик магматической системы вулкана*. Решение этой задачи важно не только как необходимый шаг при изучении механизма образования кальдер, но и для прогнозирования возможного масштаба катастрофического извержения – полного количества вещества, могущего быть выброшенным во время плинианской стадии.

6.1.2. Теоретическое описание

Опустошение очага, уменьшающее поддержку кровли, связано с появлением в очаге газовой фазы, и в первом приближении дефицит объема магмы к началу проседания равен полному объему газовой фазы в очаге. Проседание кровли, в пределе, продолжается до тех пор пока под ней не восстановится давление, обеспечивающее поддержку. Это может произойти тогда, когда вспененная магма полностью покинет очаг или канал закупорится. В последнем случае оставшийся в очаге в виде пузырьков газ при восстановлении давления снова растворится в магме.

Величина результирующего магматического опускания должна сильно зависеть от соотношения во времени процессов опустошения очага и компенсации его проседанием кровли. Если (а) извержение продолжается во время проседания, возможна, в принципе, почти полная эвакуация очага, и магматическое опускание будет определяться вертикальным размером очага. Если же (б) началу проседания предшествует окончание извержения, максимальная величина Δ целиком определяется динамикой извержения и структурой потока магмы в канале.

Геологические наблюдения говорят о том, что в природе могут осуществляться оба варианта, причем в варианте (а) извержение, по-видимому, также прекращается достаточно рано, задолго до полного опустошения очага. Вариант (а), согласно П. Липману, [Lipman, 1986], преобладает у многих крупнейших (сотни и тысячи км³ извергнутого материала) кайнозойских кальдерообразующих извержений, о чем говорит чередование внутри кальдеры отложений пирокластики и обвалов бортов. При современных извержениях относительно малых масштабов (выброшенный объем 1–10 км³) осуществлялся вариант (б) – обрушение (оседание) после прекращения извержения. Кроме того, во многих случаях частичное опустошение очага вообще не со-

проводится кальдерным проседанием, что тоже соответствует варианту (б), который мы и рассмотрим ниже.

Опустошение очага начинается, когда уровень начала газоотделения погружается в очаг, и заканчивается, когда становится невозможным вынос конденсированного вещества через канал. Прекращение опустошения очага возможно в трех случаях: во-первых, когда перепад давления становится не достаточным для продолжения извержения, во-вторых, когда закупоривается канал, и, в-третьих, когда уровень фрагментации погружается в очаг. В последнем случае вынос пирокластики прекращается, так как скорость вертикального потока газа в очаге не достаточна для поддержания пирокластических частиц во взвешенном состоянии. При погружении уровня фрагментации в очаг начинается оседание вспененной магмы, поддержка кровли уменьшается резко, и ее обрушение становится неизбежным.

Отсюда следует, что максимальное разуплотнение магмы в очаге и, соответственно, максимальное магматическое опускание может быть достигнуто, когда объемная доля газовой фазы у входа из очага в канал β_0 соответствует пределу устойчивости пены. В большинстве случаев эта величина должна приблизительно соответствовать состоянию "плотной упаковки" газовых пузырьков. Очевидно, именно такие условия имели место при образовании крупнейших кальдер.

Получим выражение для величины Δ , предполагая равновесность дегазации магмы в очаге и пренебрегая возможностью всплывания пузырьков. Обозначим вертикальную координату z и направим ее вниз, поместив начало координат у верхней кромки очага. При $z=0$ $p=p_0$ и $\beta=\beta_0$; на уровне z_1 при давлении p_1 газовая фаза исчезает: $\beta=\beta_1=0$. Массовую долю газа в магме c_0 считаем постоянной по объему, а его растворимость c зависящей только от давления по закону: $c = a\sqrt{p}$ (формула 2.2).

Рассматривая статическую одномерную задачу, для магматического опускания можно написать следующее выражение:

$$\Delta = z_1 - \frac{p_1 - p_0}{g\rho_l}. \quad (6.2)$$

Чтобы вычислить величины p_0 , p_1 и z_1 , найдем зависимость величины β от давления. Для единицы массы магмы можно написать:

$$\beta = \frac{V_g}{V_g + V_l}. \quad (6.3)$$

Поскольку рассматривается статическая задача, если пренебречь лапласовским давлением в пузырьках, можно записать:

$$V_g = \frac{c_0 - c}{\rho_g}. \quad (6.4)$$

$$V_l = \frac{1 - (c_0 - c)}{\rho_l}. \quad (6.5)$$

Подставив 6.5 и 6.4 в 6.3 и учтя принятые ранее зависимости растворимости и плотности газа от давления, получим:

$$\beta = \frac{1}{1 + Bp \frac{1 - (c_0 - c)}{c_0 - c}}, \quad (6.6)$$

где $B = \rho_{ga} / p_a \rho_l$ — величина которого зависит от типа расплава и рода газа.

Величина $c_0 - c$ во всех случаях имеет порядок 10^{-2} , и поэтому пренебрежем ею по сравнению с 1. В итоге получим:

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{Bp}{c_0 - c}}. \quad (6.7)$$

Из выражения 6.7 можно найти величины давления, соответствующие верхней (p_0) и нижней (p_1) границам зоны разуплотнения в очаге (подставив вместо β величины β_0 и 0, соответственно):

$$p_0 = \frac{1}{4} \frac{a^2}{B^2} \left(\frac{1 - \beta_0}{\beta_0} \right)^2 \left(\sqrt{1 + \frac{4Bc_0\beta_0}{a^2(1 - \beta_0)}} - 1 \right)^2, \quad (6.8)$$

$$p_1 = \frac{c_0^2}{a^2}.$$

Плотность выражается через пористость следующим образом:

$$\rho = \rho_g \beta + \rho_l (1 - \beta). \quad (6.9)$$

Подставив 6.7 в 6.9, а также выразив c_0 и ρ_g через p , после простых преобразований можно получить:

$$\rho = \rho_l \frac{Bp(c_0 - a\sqrt{p} + 1)}{c_0 - a\sqrt{p} + Bp}. \quad (6.10)$$

Глубина разуплотнения z_1 вычисляется как интеграл

$$z_1 = \int_{p_0}^{p_1} \frac{dp}{g\rho}, \quad (6.11)$$

где ρ в знаменателе выражается формулой 6.10. Интеграл берется аналитически. После соответствующих преобразований имеем:

$$z_1 = \frac{1}{Bg\rho_1} \left[\frac{c_0}{c_0+1} \ln \frac{p_1}{p_0} + 2 \left(\frac{1}{(c_0+1)B} - \frac{c_0+1}{a^2} \right) \ln \frac{c_0 - a\sqrt{p_1} + 1}{c_0 - a\sqrt{p_0} + 1} - \frac{2}{a} (\sqrt{p_1} - \sqrt{p_0}) \right] \quad (6.12)$$

Это выражение можно несколько упростить, если разложить логарифмы по малому параметру $c_0 - a\sqrt{p_i}$ и ограничиться первыми членами:

$$z_1 = \frac{1}{Bg\rho_1} \frac{c_0}{c_0+1} \left[\ln \frac{p_1}{p_0} + 2 \left(\frac{(c_0+1)B}{a} - \frac{a}{c_0} \right) (\sqrt{p_1} - \sqrt{p_0}) \right] \quad (6.13)$$

Подставив 6.8 и 6.13 в 6.2, можно получить выражение для зависимости глубины магматического опускания от таких характеристик магмы в очаге, как газосодержание c_0 , коэффициент в выражении закона растворимости газа в расплаве a , плотность газа при нормальном давлении ρ_{ga} и максимальная пористость у верхней кромки очага — β_0 . Последняя величина рассчитывается численно на момент прекращения плинианской фазы извержения методом, изложенным в предыдущих главах.

6.1.3. Анализ зависимостей

На рисунке 32 показаны результаты расчетов для различных комбинаций параметров. Видно, что каждая кривая начинается при некотором минимальном содержании растворенного летучего компонента, которое тем больше, чем глубже очаг и чем сильнее зависит растворимость летучих от давления (чем больше величина a). При этом оказывается, что при реально наблюдаемых содержаниях летучих максимальная глубина очага, при которой еще возможно частичное его опустошение, составляет около 15 км при значении $a=0,0013 \text{ бар}^{-1/2}$ и около 10 км при $a=0,0020 \text{ бар}^{-1/2}$.

Все кривые испытывают излом и переходят в прямые, параллельные оси абсцисс, при значениях газосодержания, соответствующих погружению уровня фрагментации магмы в очаг. Пунктирная огибающая описывает некоторое оптимальное (с точки зрения эффективности опустошения очага) сочетание содержания летучих и глубины верхней кромки очага — это мини-

мальная величина c , при которой достигается максимальная величина Δ , соответствующая данному значению H . Если газосодержание больше оптимального, то при неизменной глубине очага оно перестает влиять на величину магматического опускания, так как после начала разрушения пены внутри очага вынос конденсированного материала прекращается. Интервал значений c , в пределах которого величина Δ меняется от 0 до максимума, оказывается очень узким – около 1 процента.

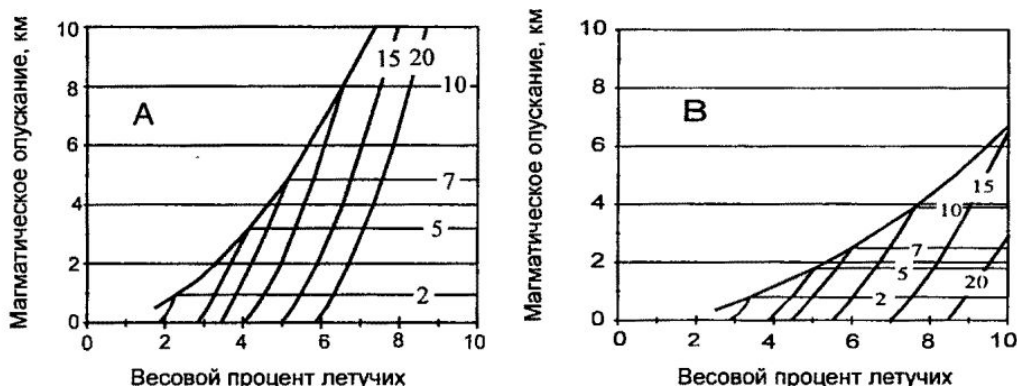


Рис. 32. Зависимость глубины магматического опускания от газосодержания для различных глубин очага.

Цифры у кривых – глубина очага в км. А – коэффициент a в уравнении растворимости равен $0,0013 \text{ бар}^{-1/2}$; В – коэффициент a равен $0,0020 \text{ бар}^{-1/2}$

Обнаруженные и описанные здесь закономерности в совокупности накладывают определенные ограничения на величины H , c и Δ . Увеличение Δ возможно при увеличении H , но лишь с одновременным увеличением минимального порогового и оптимального значения c .

6.1.4. Сопоставление с результатами наблюдений

Содержание летучего компонента (воды) в магме при катастрофических эксплозивных извержениях обычно оценивается первыми процентами по весу как по динамическим характеристикам потока, так и по петрологическим характеристикам извергнутого вещества, отражающим условия в очаге перед извержением [Большое..., 1984; The 1980..., 1981; Rutherford et al., 1985; Кадик и др., 1986; Меняйлов и др., 1980]. Имеющиеся данные позволяют считать, что величина c для катастрофических эксплозивных извержений может находиться между 2–3 и 10%, причем в абсолютном большинстве случаев она составляет 4–6%. В частности, для самого документированного из таких извержений – извержения вулкана Сент Хеленс в 1980 году – в [Rutherford et al., 1985] дается величина 4,6%, определенная по фазово-

минеральным равновесиям, а для извержения вулкана Безымянного 1956 года – 5–6% [Кадик и др., 1986].

Глубины очагов определялись геофизическими методами как глубины верхней кромки аномалиеобразующих объектов под кальдерами и под соответствующими вулканами для большого количества четвертичных кальдер Камчатки и Курил [Зубин и др., 1971] и многих других объектов [Злобин, Федорченко, 1982; Walker, 1984; Балеста, 1981; Denlinger, Riley, 1984]. Для всех кальдер эти величины лежат в пределах 5–6 км или несколько менее. Для вулканов Сент Хеленс и Безымянный, извержения которых не сопровождались кальдерными проседаниями, глубина очага была определена через давление в очаге перед извержением по включениям в минералах: для Сент Хеленса – 7,2 км [Rutherford et al., 1985] и для Безымянного – 12 км [Кадик и др., 1986].

Величины магматического опускания были вычислены в [Spera, Crisp, 1981] для 76 кальдерных извержений, и было отмечено существование предельной величины Δ , которая примерно равна 3 км.

Из графиков, изображенных на рисунке 3, видно, что максимальная величина $\Delta=3$ км достигается при глубинах очага 5–7 км, а содержание летучих в магме должно при этом составлять 4–6%. Все эти величины практически совпадают с наблюдаемыми на извержениях, что подтверждает справедливость предположений, сделанных при построении теории.

Рассмотрим конкретный пример извержения Сент Хеленса 1980 года: $c=0,046$, $H=7,2$ км, $D_{\text{очага}} \sim 1,5$ км, $V=0,25$ км³ (в пересчете на плотную магму) [Toramaru, 1988; Rutherford et al., 1985]. Отсюда вычисляется величина магматического опускания $\Delta \sim 0,12$ км. По графикам рисунка 32 видно, что все найденные для извержения вулкана Сент Хеленс величины хорошо согласуются между собой, если принять для величины a значение $a \sim 0,0019$ бар^{-1/2}. Именно такая величина получается в результате обработки экспериментальных данных по растворимости воды в кислых расплавах (гранит Стоун Маунтин), приведенных в [Справочник..., 1969] в интервале давлений 0–2 кбар.

6.2. Колебания интенсивности и паузы в извержении при дисперсионном режиме

6.2.1. Влияние изменений расхода в глубине

Значительные колебания расхода, а часто и относительно кратковременные полные паузы, обычно накладываются на непрерывное истечение при дисперсионном режиме и являются его важной динамической характеристикой. Обычно наибольшая нестабильность режима (и, в частности, паузы)

наблюдается вблизи переломных моментов в ходе извержения. Например, на Северном Прорыве Толбачинского извержения 1975-1976 годов многочисленные паузы в извержении 1-го конуса продолжительностью от минут до первых часов (с последующим восстановлением интенсивности) предшествовали прорыву лавы к югу от конуса, а затем прекращению его деятельности и возникновению рядом столь же интенсивно извергавшегося 2-го конуса. По-видимому, резкие колебания интенсивности дисперсной струи, и особенно паузы, непосредственно связаны с резкими изменениями в деятельности вулкана и могут служить прогностическим признаком.

Образование новых прорывов рядом с действующим конусом очевидно связано с возникновением и заполнением магмой системы вновь образующихся трещин, ответвляющихся от основного подводящего канала. Многочисленные свидетельства повсеместного протекания таких процессов дают результаты геологического изучения структуры верхней части магматической системы больших вулканов, которая представляет собой сложную систему ветвящихся даек и силлов [Мархинин, 1967; Шеймович, 1975; Шеймович, Патока, 1980]. На Толбачинском извержении 1975-1976 годов появлению новых прорывов предшествовали рои вулканических землетрясений [Большое..., 1984], которые также отражают процесс развития трещин.

Развитие трещин по механизму гидроразрыва в жесткой неоднородной напряженной среде происходит импульсами, толчками, что и порождает рои слабых землетрясений. Заполнение трещин магмой требует отбора ее от основного потока по каналу: после каждого импульса растрескивания расход на уровне отбора снижается на какую-то величину, а затем постепенно восстанавливается до следующего импульса. Изменение расхода в соответствии с изложенной выше теорией изменяет структуру потока и поэтому может привести к существенным изменениям в ходе извержения. Уменьшение расхода приводит к уменьшению длины зоны газозвеси и скорости потока газа в этой зоне и, соответственно, к увеличению средней плотности магмы в канале. В результате небольшое уменьшение расхода в глубине может на какое-то время создать значительно большее уменьшение расхода на выходе из канала (вплоть до паузы). Полное исследование этого явления требует значительно более сложной теории нестационарных процессов, но некоторые оценки можно сделать и в стационарном приближении.

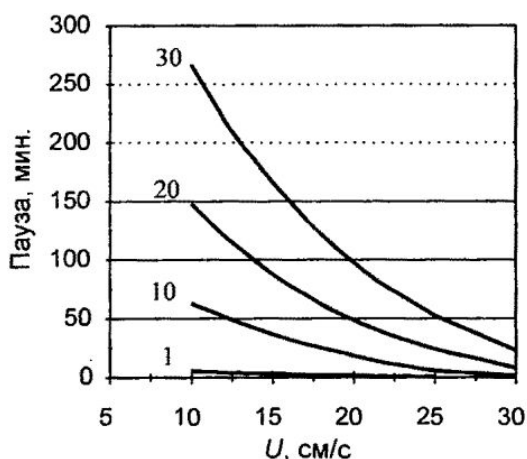
Предположим, что расход снижается скачком на некоторую небольшую величину ΔR и затем его новая величина остается постоянной. Устанавливается новый стационарный режим с несколько большей плотностью магмы в канале. Если подсчитать дополнительное количество вещества, которое должно поступить в канал для обеспечения этой новой плотности, и поделить его на новый расход, можно получить оценку продолжительности паузы t_{\max} при условии, что реакция потока на возмущение мгновенная.

Реакция на отбор некоторой части расхода должна зависеть от места: отбор на уровне очага эквивалентен некоторому увеличению поперечного сечения канала и должен привести к соответствующему увеличению суммарного расхода (при этом расход по основному каналу выше точки отбора не изменится); отбор вблизи уровня фрагментации не повлияет заметно на общий расход, ибо полное сопротивление канала практически целиком определяется областью жидкостного течения (и значит расход выше точки отбора уменьшится на отбираемую величину). Характер развития новых прорывов на Толбачике и сейсмической подготовки к ним говорит о том, что отбор происходил ниже уровня фрагментации, но не очень глубоко, поэтому можно принять простейший вариант отбора непосредственно под уровнем фрагментации.

Сделанная при перечисленных допущениях оценка продолжительности паузы будет максимальной. Величины t_{\max} , рассчитанные для извержения 1-го конуса Толбачинского извержения 1975–1976 годов, приведены на рисунках 33 и 34. Видно, что максимальная величина паузы может достигать нескольких часов и сильно зависит как от величины отбираемой доли расхода — ΔR , так и от абсолютной величины расхода — R . Причем, если зависимость от ΔR прямая, то зависимость от R — обратная. В области скоростей подъема магмы, определявшихся для конусов Северного Прорыва ($U = 10\text{--}15\text{ см/с}$ [Большое..., 1984]), максимальные паузы могут достигать часов, а после 30 см/с их величина приближается к нулю и должна достигнуть нуля, когда скорость на выходе превысит местную скорость звука. В последнем случае отбор небольшой части расхода уже не приводит к увеличению средней плотности двухфазной смеси в канале.

Рис 33. Зависимость продолжительности паузы от скорости подъема магмы без пузырьков.

Цифры у кривых — величина скачкообразного уменьшения расхода в процентах



В реальности снижение расхода несколько растянуто во времени, и при достаточно малом снижении полной паузы не будет. Сократит паузу также и

постепенное восстановление расхода после скачкообразного уменьшения, причем, если время восстановления меньше времени реакции потока на возмущение, пауза также не сможет возникнуть.

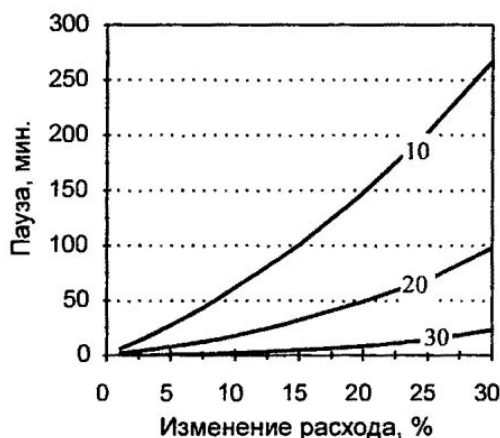


Рис. 34. Зависимость продолжительности паузы от величины скачкообразного изменения расхода.

Цифры у кривых — значения скорости U в см/с

Время реакции потока на возмущение — t_r — складывается из времени распространения возмущения по каналу до выхода — t_c — и времени релаксации частиц в потоке с уменьшившейся скоростью газа — t_{rel} . Величина t_c равна протяженности участка канала с дисперсным потоком, деленной на скорость звука, и для Толбачика составляет примерно 20 секунд. Время релаксации, наибольшее для крупных частиц, можно найти, решая уравнение движения частицы в потоке газа:

$$m \frac{du}{dt} = mg - C_f S \frac{\rho_g u^2}{2}, \quad (6.1)$$

где m — масса частицы, S — площадь ее поперечного сечения, u — ее скорость относительно газа. Если считать частицы сферическими и выразить их объем и площадь поперечного сечения через радиус, уравнение 6.1 можно привести к виду:

$$\frac{du}{dt} = g - \frac{3}{4} C_f \frac{\rho_g}{\rho_p} u^2. \quad (6.2)$$

Приравняв правую часть 6.2 нулю, найдем равновесную скорость частиц u_∞ и перепишем 6.2 так:

$$\frac{du}{dt} = g \left(1 - \frac{u^2}{u_\infty^2} \right), \quad u_\infty = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{d_p \rho_p g}{C_f \rho_g}}. \quad (6.3)$$

Решением уравнения 6.3 будет

$$\frac{u_{\infty} - u}{u_{\infty} + u} = C \exp\left(-\frac{t}{t_r}\right). \quad (6.4)$$

Здесь $t_r = u_{\infty} / 2g$ – время реакции скорости частиц на изменение скорости потока (я не называю его временем релаксации, так как скорость u изменяется не точно по экспоненте, хотя изменение и приближается к экспоненциальному с ростом времени); C – произвольная постоянная, которую можно определить, положив в момент времени $t = 0$ скорость $u = u_0$:

$$C = \frac{u_{\infty} - u_0}{u_{\infty} + u_0}. \quad (6.5)$$

Время реакции частиц найдем, используя выражение 6.3 для u_{∞} :

$$t_r = \sqrt{\frac{1}{3} \frac{d_p \rho_p}{g \rho_g C_f}}. \quad (6.6)$$

Для пирокластических частиц $C_f \approx 1$ [Walker et al., 1971]. Время реакции максимально для крупных частиц, для которых в качестве ρ_g следует брать плотность газозвеси, содержащей мелкие частицы. Для Толбачинского извержения время реакции частиц диаметром 10 см примерно 2–3 секунды.

Можно считать, что за время $t_{rel} = 4t_r$, или за 10 секунд частицы достигнут равновесной скорости и, таким образом, полное время реакции потока $t_c + t_{rel}$ будет примерно 30 секунд. Это достаточно малое время, и такой механизм возникновения пауз представляется вполне вероятным.

6.2.2. Влияние других факторов

Как было видно из изложенного в предыдущих главах, существенно влияет на соотношение протяженностей зон с разной структурой потока и, соответственно, на среднюю плотность вещества в канале также содержание летучего компонента и размер пирокластических частиц. Резкое изменение этих параметров возможно при расслоенности магмы в очаге [Spera, Crisp, 1981], когда в какой-то момент начинает поступать магма другого состава. Расчет показывает, что в идеальных условиях, в предположении мгновенного скачка и почти мгновенной реакции потока, паузы будут возникать и будут иметь примерно ту же продолжительность при соответствующем относительном изменении параметра, что и при скачке расхода [Слезин, 1982 а]. Однако, здесь реакция потока далеко не мгновенна – возмущение распро-

страняется не со скоростью звука, а со скоростью потока, и полная пауза становится невозможной.

6.3. Проблема прогноза вулканической опасности

Прогноз вулканических извержений и разработка мер по уменьшению ущерба от них представляет собой важнейшую народнохозяйственную задачу, которая может успешно решаться только на базе развития фундаментальной науки, глубокого изучения механизма природного явления. В настоящее время эта задача еще далека от окончательного решения.

Выделяются два главных вида прогноза: 1 – прогноз момента начала извержения; 2 – прогноз характера извержения. В понятие “характер” входит тип, масштаб, интенсивность и жестокость извержения. (Последняя характеристика – *violence* – была введена в употребление Л. Уилсоном и Г. Уолкером [Wilson, Walker, 1981] и отражает скорость продуктов извержения в момент их появления, наличие ударных волн и т.д.) Ко второму виду следует отнести как прогноз характера ожидаемого или возможного извержения, так и прогноз дальнейшего развития уже начавшегося извержения.

Прогнозу момента начала извержения до сих пор уделялось основное внимание, и здесь достигнуты некоторые успехи. Успешно осуществлялся краткосрочный прогноз извержений некоторых вулканов по сейсмическим данным [Токарев, 1976], а также с использованием деформографов. Однако достаточная надежность такого прогноза может быть обеспечена только при наличии разветвленной сети непрерывно работающих сейсмических и наклономерных станций в непосредственной близости от вулкана.

Постановка такой, достаточно сложной и дорогой, системы мониторинга требует обоснования реальной опасности ожидаемых извержений. Знать, не только *когда* будет извержение, но *каким* оно будет, необходимо также для того, чтобы определить, какие оперативные меры следует принять после получения сигнала о готовящемся его начале. И, наконец, знать, на что способен каждый конкретный вулкан в обозримом будущем, необходимо для планирования заселения и хозяйственного освоения прилегающей территории. На все эти вопросы дает ответ второй вид прогноза, который многим ученым (и автору в их числе) представляется более важным, чем первый, и, во всяком случае, должен ему предшествовать. Известный вулканолог Гарун Тазиев (очевидно, несколько преувеличивая) считает этот вид прогноза вообще единственно важным [Tazieff, 1979].

Как осуществляется прогноз? Здесь также можно выделить два подхода. Первый основан на экстраполяции статистически обработанных результатов изучения последовательности извержений (наблюдавшихся и восстановлен-

ных по геологическим данным); второй – на непосредственном изучении состояния вулкана в данный период времени. При прогнозе момента начала извержения использовались оба подхода, причем экстраполяция рядов наблюдений, даже с попытками выявления самых разнообразных закономерностей, не давала практически ничего [Токарев, 1971, 1979]. При прогнозе же характера ожидаемого извержения использовался только первый подход: карты вулканической опасности строились исходя из анализа прошлых извержений и их воздействия на окружающую среду. Этот подход до сих пор был единственно возможным и давал в целом удовлетворительные результаты. Образцом такого подхода могут служить работы [Мелекесцев, Кирьянов, 1984; Carey et al., 1995].

В то же время известно, что развитие вулкана происходит направленно и неравномерно. Не раз бывало, что длительные (в многие тысячи и десятки тысяч лет) периоды умеренной деятельности сменялись крупными катастрофами. Предсказать такую смену режима путем простой экстраполяции практически невозможно. Тем не менее она должна подготавливаться какими-то качественными изменениями в магматической системе, которые в принципе могут быть отслежены наблюдениями. Поэтому второй подход в этой ситуации может привести к успеху, но в этом случае необходимо знать механизм связи характера извержения с параметрами магматической системы. Знание механизма связи необходимо также для того, чтобы разработать программу наблюдений с целью прогноза, выбрать наиболее критичные параметры, а из них – доступные для измерения при наименьших затратах.

Решению этой задачи и должна способствовать предложенная в данной работе теоретическая модель. Теоретические исследования должны предшествовать разработке конкретной программы наблюдений и измерений, так как только ясно понимая механизм процесса, можно ответить на вопрос: что именно надо измерять в первую очередь и с какой точностью.

Основной результат данной работы, имеющий отношение к прогнозу вулканической опасности, – это описание условий неустойчивости расхода и перехода извержения в катастрофический плинианский режим. Теория определила основные параметры, значения которых решающим образом определяют возможность катастрофы. Наиболее важными являются два параметра: глубина верхней кромки магматического очага H и критическое значение этой величины H_{cr} .

Глубина очага H , очевидно, может быть определена на действующем вулкане только комплексом геофизических методов, важнейший из которых – сейсмическое зондирование. Эти методы в настоящее время достаточно хорошо разработаны и при соответствующих затратах могут обеспечить довольно высокую точность.

Критическое значение — H_{cr} — определяется в основном содержанием в магме растворенной воды. Для его определения нет прямых методов. В настоящее время содержание летучих в магме очага перед извержением определяется лишь постфактум по фазово-минеральным равновесиям в продуктах извержения и включениям в кристаллах [Кадик и др., 1986; Rutherford et al., 1985]. Поэтому оценки для предстоящего извержения можно делать только по материалам прошлых извержений, включая тем самым элемент экстраполяции. Однако в принципе и прямые методы могут быть разработаны на базе, например, измерения вязкости и электропроводности материала очага геофизическими средствами. Кроме того, оперативный целенаправленный анализ продуктов уже начавшегося в умеренном режиме извержения может дать прямую информацию о возможности его катастрофического усиления.

Параметр проводимости канала — σ — определить труднее всего, но он и наименее критичен. Его значения не сильно отличаются для самых разных вулканов, так как магме более высокой вязкости всегда соответствуют и большие поперечные размеры канала.

В целом можно предложить такую схему оценки опасности катастрофического извержения:

1. Для вулканов, расположенных в опасной близости от человека и его сооружений, определяется глубина верхней кромки очага и оцениваются его горизонтальные размеры.

2. По информации о предыдущих извержениях и их продуктам оценивается “обычное” для данного вулкана содержание растворенной воды в магме и находится критическая глубина очага. Если она больше реальной — можно ждать катастрофического извержения и тогда:

- а — оцениваются вероятные характеристики катастрофической фазы ожидаемого извержения и рассчитываются конкретные сценарии его воздействия на окружающую среду;

- б — выдаются рекомендации по размещению жилых и хозяйственных объектов;

- в — выдаются рекомендации по эвакуации населения и защите хозяйственных объектов;

- г — проводятся более детальные работы по определению возможных тенденций к изменению содержания летучего компонента в магме и подготавливаются условия для оперативного слежения за такой тенденцией в случае начала извержения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведено теоретическое описание вулканического извержения как квазистационарного процесса истечения вулканических продуктов из недр планеты на ее поверхность. Описана и исследована численными методами гидро-газодинамическая модель процесса, которая позволила качественно и количественно описать основные особенности динамики извержений различных типов, связать их с характеристиками магматической системы вулкана и построить сценарии развития извержений. В модели использовано упрощенное представление о магматической системе извергающегося вулкана как об изолированной системе “очаг–канал” простой геометрической формы, которое предполагалось и в ряде уже существующих моделей. Правомерность такого упрощения обосновывается рядом оценок. Отличие от существующих моделей заключается в наборе допущений, принятых при описании двухфазного потока магмы в канале. Это, прежде всего, предположения о почти мгновенной нуклеации пузырьков газа, осуществляющейся при очень незначительном пересыщении на большом количестве гетерогенных центров, и о переходе пузырькового потока в поток газовзвеси через промежуточную зону частично разрушенной пены. Важным моментом при анализе модели был правильный выбор так называемых основных управляющих параметров.

В результате анализа найдены условия существования трех основных режимов извержения, соответствующих трем возможным типам структуры двухфазного потока на выходе из канала вулкана. Особо был исследован наиболее сложный и важный режим – газопирокластический, или дисперсионный. Здесь была обнаружена неустойчивость, способная привести к резким скачкам расхода на несколько порядков. Найдены условия, определяющие возможность таких скачков, момент их наступления и амплитуду. Это позволило объяснить природу и механизм катастрофических эксплозивных, или плинианских извержений и дало основу для предсказания их возможности на конкретных вулканах.

Все теоретические результаты проверялись путем сравнения вытекающих из них следствий с многочисленными результатами наблюдений на разных вулканах. Основными контрольными объектами были два наиболее изученных крупных извержения, относящихся к разным типам: извержение Толбачика 1975–1976 годов (в изучении которого автор принимал личное участие) и извержение вулкана Сент Хеленс 1980 года.

Сравнение с наблюдениями подтверждает адекватность модели при описании основных режимов и возможность использования ее как основы при анализе конкретных извержений. Влияние некоторых отклонений от принятых допущений (отклонения от принятой простой геометрии, нарушение условия изолированности системы) также можно рассматривать в рамках основной стационарной модели. Некоторые такие оценки были сделаны в работе на качественном уровне, но исследование всех таких влияний на извержение еще впереди. Существенным шагом вперед должна также стать разработка нестационарных моделей, которые позволили бы в деталях описать механизм скачков расхода и влияния внешних факторов импульсного характера.

В конце перечислим основные результаты:

1. Дано четкое определение понятия “извержение вулкана” как процесса и как события. Определены две характеристики извержения–процесса: процесс истечения и процесс эволюции в рамках “события”.

2. Определено понятие “система извергающийся вулкан”. Определены границы этой системы и обоснована простейшая адекватная ее модель, представляющая собой систему “очаг–канал”, изолированную со всех сторон, кроме выхода из канала в атмосферу. Такая модель хорошо описывает основные черты динамики извержения и позволяет исследовать влияние внешних воздействий как возмущений некоторого основного состояния.

3. Предложена физическая классификация режимов извержения, в основу которой положен тип структуры двухфазного потока магматический расплав – газ на выходе из канала вулкана. Определено три основных режима, соответствующих трем типам структуры потока: а – “барботирующий” (сплошная фаза – жидкость, дисперсная – газ, высокий объемный расход газа на выходе обеспечивается всплывающими с опережением крупными пузырями); б – “дисперсионный” (сплошная фаза – газ, дисперсная – конденсированная, обычно считается твердой); в – “разрушающаяся пена (экструзивный)” – обе фазы непрерывны, объемный расход газа на выходе обеспечивается его опережающей утечкой по системе связанных пор и каналов.

4. Выведены критерии осуществления каждого из трех основных режимов. Основной критерий, определяющий границу между барботирующим и остальными режимами, представляет собой безразмерную комбинацию пяти параметров: скорости подъема магмы, ее вязкости, количества зародышей пузырьков газа в единице объема, массовой доли летучего компонента и коэффициента, определяющего его растворимость. Критерий, отделяющий дисперсионный режим от экструзивного, определяется из условия возможности псевдооживления пирокластических частиц на выходе из канала.

5. Предложена теоретическая (математическая) модель дисперсионного режима извержения. Она качественно отличается от других подобных существующих моделей наличием промежуточной “зоны разрушающейся пены” и набором принятых упрощающих допущений, куда входят предположения о мгновенности нуклеации и сохранении количества пузырьков газа и о равновесности газооделения на всем протяжении канала.

6. Исследование модели позволило обнаружить неустойчивость потока в канале вулкана и определить параметры системы, при которых эта неустойчивость возможна. Определены три главных управляющих параметра системы – глубина очага, параметр проводимости канала и давление (избыточное) в очаге – и исследовано положение области неустойчивости при разных их значениях. Влияние всех остальных характеристик системы может быть изучено через их влияние на основные управляющие параметры.

7. Предложено теоретическое описание механизма возникновения катастрофического плиннианского режима извержения как скачка расхода, связанного с неустойчивостью, и найдены критерии его возможности на вулкане. Таким образом, создана теоретическая база для прогноза опасности таких катастроф на конкретных вулканах.

8. Теоретически описаны “стандартные” сценарии эволюции извержения и некоторые характерные отклонения от них, связанные с внешними воздействиями на систему “извергающийся вулкан”.

Обсуждена возможность использования полученных теоретических результатов для прогноза вулканической опасности.

ЛИТЕРАТУРА

- Алидибиров М.А.* Модель высвобождения энергии при вулканических взрывах вулканского типа // Вулканология и сейсмология. 1987. №4. С.50–58.
- Алидибиров М.А., Кравченко Н.М.* Экспериментальное исследование псевдоожожения материала пирокластических потоков извержения вулкана Безымянный 1985 г. // Вулканология и сейсмология. 1988. № 2. С. 98–104.
- Арнольд В.И.* Теория катастроф // Природа. 1979. № 10. С.54–63.
- Балеста С.Т.* Земная кора и магматические очаги областей современного вулканизма. М: Наука, 1981. 133 с.
- Балышев С.О., Савельева Б.В., Медведев В.Я.* К проблеме шоковой декомпрессии силикатных пород // Докл. АН РАН. 1996. Т. 347. №1. С. 66–68.
- Бармин А.А., Мельник О.Э.* Течение загазованной магмы в канале вулкана // Изв. АН СССР сер. МЖГ. 1990. № 5. С. 23–25.
- Большое трещинное Толбачинское извержение. Камчатка 1975–1976. М.: Наука, 1984. 637 с.
- Будников В.А., Мархинин Е.К., Овсянников А.А.* Количество, распространение и петрохимические особенности пирокластики Большого трещинного Толбачинского извержения // Геол. и геофиз. данные о Больш. трещ. Толб. изв-и 1975–1976 гг. М.: Наука, 1978. С. 32–43.
- Бусройд Р.* Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1975. 378 с.
- Важеевская А.А., Огородов Н.В.* Ареальный вулканизм Срединного хребта Камчатки // Бюлл. вулканол. ст. 1964. № 36. С. 73–83.
- Ванде-Кирков Ю.В.* Вязкость лав Северного Прорыва (вулкан Толбачик), 1975 // Бюлл. вулканол. ст. 1978. № 55. С. 13–17.
- Геологический словарь Т. 1. М.: Мир, 1978. 486 с.
- Гилмор Р.* Прикладная теория катастроф. М.: Мир, 1984. Т. 1, 350 с. Т. 2, 285 с.
- Горшков Г.С.* Направленные вулканические взрывы // Геология и геофизика. 1963. № 12. С. 140–142.
- Горшков А.П.* Глубинное строение вулкана Малый Семячик на Камчатке по гравиметрическим данным // Геология и геофизика. 1973. № 4. С. 103–107.

- Горшков Г.С., Богоявленская Г.Е. Вулкан Безымянный и особенности его последнего извержения 1955–1963 гг. М.: Наука, 1965. 170 с.
- Горшков Г.С., Дубик Ю.М. Направленный взрыв на вулкане Шивелуч // Вулканы и извержения. М.: Наука, 1969. С. 3–37.
- Грейтон Л.К. Предположения о вулканическом тепле. М.: ИЛ, 1949. 166 с.
- Гуценко И.И. Пеплы Северной Камчатки и условия их образования. М.: Наука. 1965. 144 с.
- Гуценко И.И. Извержения вулканов мира (каталог). М.: Наука, 1979. 475 с.
- Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергия, 1968. 423 с.
- Дроздин В.А. Физическая модель вулканического процесса. М.: Наука, 1980. 92 с.
- Дударев А.Н., Кудрявцев В.А., Меламед В.Г., Шаранов В.Н. Теплообмен в магматогенных процессах. Новосибирск: Наука, 1972. 124 с.
- Дэвидсон И.Ф., Харрисон Д. Псевдооживление твердых частиц. М.: Химия, 1965. 184 с.
- Жарков В.И. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1978. 415 с.
- Злобин Г.И., Федорченко В.И. Глубинная структура вулкана Головинина по данным изучения обменных волн от землетрясений // Вулканология и сейсмология. 1982. № 4. С. 99–103.
- Зубин М.И., Козырев А.И. Гравитационная модель строения Авачинского вулкана (Камчатка) // Вулканология и сейсмология. 1989. № 1. С. 81–93.
- Зубин М.И., Мелекесцев И.В., Таракановский А.А., Эрлих Э.Н. Четвертичные кальдеры Камчатки. Вулканизм и глубины Земли. Мат-лы III Всесоюзн. Вулканол. Совещ. 28–31 мая 1971 г. М.: Наука, 1971. С. 55–66.
- Иванов Б.В. Типы андезитового вулканизма тихоокеанского подвижного пояса. М.: Наука, 1990. 213 с.
- Кадик А.А., Луканин О.А. Поведение воды и двуокиси углерода в магматическом процессе в зависимости от их растворимости // Геохимия. 1973. № 2. С. 163–179.
- Кадик А.П., Эгглер Д.Х. Режим воды и углекислоты при образовании и дегазации кислых магм // Геохимия. 1976. № 8. С. 1167–1175.
- Кадик А.А., Лебедев Е.Б., Хитаров Н.И. Вода в магматических расплавах. М.: Наука, 1971. 267 с.
- Кадик А.А., Луканин О.А., Лебедев Е.Б., Коровушкина Э.Е. Растворимость воды и углекислоты в магматических расплавах кислого и основного состава // Докл. АН СССР, Т. 210. № 2. 1973. С. 449–451.
- Кадик А.А., Максимов А.П., Иванов Б.В. Физико-химические условия кристаллизации и генезиса андезитов. М.: Наука, 1986. 158 с.

- Ковалев Г.Н. К вопросу об энергетике активного вулканизма // Вулканизм и глубины Земли. Мат-лы III Всесоюзн. Вулканологич. Совещ. М.: Наука, 1971. С. 41–46.
- Ковалев Г.Н., Кутыев Ф.Ш. Оценка температурных условий в мощных пеплогазовых струях Толбачинского извержения 1975 г. (Камчатка) по структуре вулканических бомб // Докл. АН СССР, 1977. Т. 237. № 5. С. 1171–1174.
- Ковалев Г.Н., Слезин Ю.Б. Некоторые вопросы динамики вулканического процесса // Геодинамика, магмообразование и вулканизм. Петропавловск-Камчатский, 1974. С. 287–297.
- Ковалев Г.Н., Слезин Ю.Б. Динамика дегазации магмы при извержении Южного Прорыва Большого трещинного Толбачинского извержения 1975–1976 гг. // Бюлл. вулканол. ст. 1979. № 56. С. 15–24.
- Ковалев Г.Н., Слезин Ю.Б. Структура базальтовых шлаков и состав железистых минералов (Южный Прорыв Толбачинского извержения) // Вулканология и сейсмология. 1979. № 4. С. 22–33.
- Кравченко В.С. К вопросу о природе и механизме внезапных выбросов угля и газа // Изв. АН СССР. 1955. № 6. С. 101–108.
- Кузнецов Г.Н. Определение содержания летучих в магме и давлений при вулканических извержениях // Геология и геофизика. 1967. № 4. С. 141–144.
- Лебедев Е.Б., Хитаров Н.И. Физические свойства магматических расплавов. М.: Наука, 1979. 152 с.
- Летников Ф.А. Синергетика геологических систем. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1992. 227 с.
- Летников Ф.А., Кузнецов К.Е., Медведев В.Я. К проблеме декомпрессии флюидизированных силикатных расплавов // Докл. АН СССР, 1990. Т. 313. № 3. С. 682–685.
- Лучицкий И.В. Основы палеовулканологии. М.: АН СССР, 1971. Т. 1, 480 с. Т. 2, 382 с.
- Макдоналд Г. Вулканы. М.: Мир, 1975. 431 с.
- Мархинин Е.К. Об энергии образования ювенильного вулканического пепла // Докл. АН СССР. 1957. Т. 116. Вып. 5. С. 826–829.
- Мархинин Е.К. О количестве ювенильной воды, участвующей в вулканических взрывах // Докл. АН СССР, 1958. Т. 119. Вып. 3. С. 537–539.
- Мархинин Е.К. Роль вулканизма в формировании земной коры. М. 1967. 255 с.
- Мархинин Е.К. Вулканы и жизнь. М.: Мысль, 1980. 196 с.
- Малеев Е.Ф., Ванде-Кирков Ю.В. Особенности пирокластики Северного Прорыва Большого трещинного Толбачинского извержения и генезис светлого пепла // Геол. и геофиз. данные о Больш. трещ. Толб. изв-и 1975–1976 гг. М.: Наука, 1978. С. 44–45.

- Маурин Л.Н. Одномерные двухфазные течения (иерархия описаний). М.: МГУ, 1989. 83 с.
- Мелекесцев И.В., Кирьянов В.Ю. Когда будет извергаться Авачинский вулкан на Камчатке? // Вулканология и сейсмология. 1984. № 6. С.107–111.
- Меняйлов И.А., Никитина Л.П., Шапарь В.Н. Геохимические особенности эхсгаляций Большого трещинного Толбачинского извержения. М.: Наука, 1980. 235 с.
- Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1, 370 с. Ч. 2, 359 с.
- Персигов Э.С. Вязкость магматических расплавов. М.: Наука, 1984. 159 с.
- Петров Л.Л., Волинец О.Н., Флеров Г.Б. и др. Распределение F, B, Be и H₂O⁺ в породах Толбачинского извержения // Вулканология и сейсмология. 1979. № 3. С. 18–29.
- Пийп Б.И. Ключевская Сопка и ее извержения в 1944–1945 гг. и в прошлом // Тр. лаборат. вулканол. Вып. 11. М.: Наука. 1956. 309 с.
- Попов В.С. К механике внедрения маломощных даек и силлов // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1973. № 10. С. 48–57.
- Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. М.: Мир, 1980. 607 с.
- Рамберг Х. Моделирование деформаций земной коры с применением центрифуги. М.: Мир, 1970. 224 с.
- Рамберг Х. Сила тяжести и деформации. в земной коре - М.: Недра, 1985. 339 с.
- Риттман А. Вулканы и их деятельность. М.: Мир, 1964. 437 с.
- Рябинин Ю.Н., Родионов В.Н. Оценка энергии вулканических взрывов // Вулканизм и глубинное строение Земли. Труды 2-го Всесоюзного Вулканологического Совещания. Т. III. М.: Наука, 1966. С. 56–60.
- Сириг А.Н. О соотношении центрального и ареального вулканизма. М.: Наука, 1968. 196 с.
- Слезин Ю.Б. О возможной связи динамики вулканического очага с реологическими свойствами магмы // Геология и геофизика. 1972. № 10. С. 17–22.
- Слезин Ю.Б. Условия возникновения дисперсионного режима течения при вулканических извержениях // Вулканология и сейсмология. 1979. № 3. С. 69–76.
- Слезин Ю.Б. Стационарный дисперсионный режим при эксплозивных вулканических извержениях // Вулканология и сейсмология. 1980. № 2. С. 56–66.
- Слезин Ю.Б. Взаимодействие частиц в стационарном газопирокластическом потоке в канале вулкана // Вулканология и сейсмология. 1980а. № 5. С. 40–47.

- Слезин Ю.Б. Уровень диспергирования при стационарном дисперсионном режиме извержения // Вулканология и сейсмология. 1982. № 2. С. 3–11.
- Слезин Ю.Б. Динамика дисперсионной струи при взрывных вулканических извержениях // Вулканология и сейсмология. 1982а. № 3. С. 18–29.
- Слезин Ю.Б. Динамика дисперсионного режима вулканических извержений: 1. Теоретическое описание движения магмы в канале вулкана // Вулканология и сейсмология. 1983. № 5. С. 9–17.
- Слезин Ю.Б. Динамика дисперсионного режима вулканических извержений: 2. Условие неустойчивости расхода и природа катастрофических взрывных извержений // Вулканология и сейсмология. 1984. № 1. С. 23–35.
- Слезин Ю.Б. Изучение механизма вулканических извержений // Тезисы VI Всесоюзн. Вулканол. Совещ. "Вулканизм и процессы, связанные с ним". Вып 1: Вулканическая деятельность, ее механизм, связь с геодинамикой, прогноз извержений и землетрясений. Петропавловск-Камчатский. 1985. С. 110–112.
- Слезин Ю.Б. Механизм опустошения очага при образовании кальдер // Вулканология и сейсмология. 1987. № 5. С. 3–15.
- Слезин Ю.Б. Некоторые закономерности стромболианской деятельности при извержении Южного Прорыва Толбачинского извержения 1975–1976 гг. // Вулканология и сейсмология. 1990. № 1. С. 16–26.
- Слезин Ю.Б. Изменение расхода вещества в процессе крупного взрывного извержения // Вулканология и сейсмология. 1991. №1. С. 35–45.
- Слезин Ю.Б. Влияние свойств магмы на характер извержения (результаты численного эксперимента) // Вулканология и сейсмология. 1994а. № 4-5. С. 121–127.
- Слезин Ю.Б. Основные режимы вулканических извержений // Вулканология и сейсмология. 1995. № 2. С. 72–82.
- Слезин Ю.Б. Механизм экструзивных извержений // Вулканология и сейсмология. 1995а. № 4-5. С. 76–84.
- Слезин Ю.Б. Эволюция вулканических извержений (теоретическое описание) // Вулканология и сейсмология. 1996. № 3. С. 52–61.
- Слезин Ю.Б., Мельник О.Э. Динамика газопирокластического извержения с высоковязкой магмой // Вулканология и сейсмология. 1994. № 1. С. 3–12.
- Слободской Р.М. Новая разновидность вулканических бомб (Толбачинское извержение 1975 г.) // Докл. АН СССР. 1977. Т. 234. № 6. С. 1429–1532.
- Справочник по инженерной геологии. М.: Недра, 1968. 430 с.

- Справочник физических констант горных пород. М.: Мир, 1969. 543 с.
- Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.
- Токарев П.И. О долгосрочном прогнозе извержений Авачинского вулкана // Бюлл. вулканол. ст. 1971. № 47. С. 33–36.
- Токарев П.И. Предсказание места и времени Большого трещинного Толбачинского извержения в июле 1975 г. // Докл. АН СССР. 1976. Т. 229. №2. С. 439–442.
- Токарев П.И. Некоторые закономерности вулканического процесса // Магмообразование и его отражение в вулканическом процессе. М.: Наука, 1977. С. 25–40.
- Токарев П.И. Долгосрочный прогноз извержений вулканов // Вулканология и сейсмология. 1979. № 3. С. 77–90.
- Уоллис Г. Одномерные двухфазные потоки. М.: Мир, 1972. 350 с.
- Фарберов А.И. Магматические очаги вулканов Восточной Камчатки по сейсмологическим данным. Новосибирск: Наука, 1979. 88 с.
- Федотов С.А. Геофизические данные о глубинной магматической деятельности под Камчаткой и оценка сил, вызывающих подъем магм к вулканам // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1976. № 4. С. 5–16.
- Федотов С.А. О механизме глубинной магматической деятельности под вулканами островных дуг и сходных с ними структур // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1976а. № 5. С. 25–37.
- Федотов С.А. О подъеме основных магм в земной коре и механизме трещинных базальтовых извержений // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1976 б. № 10. С. 5–23.
- Федотов С.А. Расчет питающих каналов и магматических очагов вулканов, имеющих устойчивые размеры и температуру // Вулканология и сейсмология. 1982. № 3. С. 3–17.
- Федотов С.А. Оценки выноса тепла и пирокластики вулканическими извержениями и фумаролами по высоте их струй и облаков // Вулканология и сейсмология. 1982а. № 4. С. 3–28.
- Федотов С.А., Мархинин Е.К., Ковалев Г.Н., Цюрупа А.И., Слезин Ю.Б. Большое трещинное Толбачинское извержение. Южный Прорыв 1975–1976 гг. // Докл. АН СССР. 1977. Т. 237. № 5. С. 1155–1158.
- Федотов С.А., Ковалев Г.Н., Мархинин Е.К., Слезин Ю.Б., Цюрупа А.И., Гусев Н.А., Андреев В.И., Леонов В.Л., Овсянников А.А. Хронология и особенности Южного Прорыва Большого трещинного Толбачинского извержения 1975–1976 гг. // Геологические и геофизические данные о Большом трещинном Толбачинском извержении 1975–1976 гг. Москва, 1978. С. 11–22.
- Чугаев Р.Р. Гидравлика. Л.: Энергия, 1975. 600 с.

- Шанцер А.Е.* Ксенолиты фундамента в продуктах извержения новых Толбачинских вулканов и проблема формирования подводных магматических каналов в верхней части земной коры // Геол. и геофиз. данные о Больш. трещ. Толб. изв-и 1975–1976 гг. М.: Наука, 1978. С. 56–63.
- Шеймович В.С.* Вулканические каналы // Геология и геофизика. 1975. № 9. С. 29–36.
- Шеймович В.С., Патока М.Г.* Питающие системы вулканов // Вулканология и сейсмология. 1980. № 6. С. 21–32.
- Штейнберг Г.С.* Определение энергии и глубины возникновения вулканических взрывов // Геодинамика, вулканизм и гидротермальный процесс (краткие тезисы IV Всесоюзн. Вулканол. Совещ.). 1974. С. 169.
- Штейнберг Г.С., Соловьев И.В.* Внешняя баллистика вулканических взрывов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1978. № 4. С. 48–62.
- Эпельбаум М.Б.* Силикатные расплавы с летучими компонентами. М.: Наука, 1980. 255 с.
- Alberti E., Belli G., Pelucchi G.* Open vent eruptive activity: Outward flow of gases and ejection of blocks in a steady state // Bull. Volcanol. 1981. Vol. 44. № 4. P. 641–653.
- Alidibirov M.A.* A model for the mechanism of the May 18, 1980 Mount St. Helens blast // J. Volcanol. and Geotherm. Res. 1995. Vol. 66. P. 217–225.
- Belousov A.B., Bogoyavlenskaya G.E.* Debris avalanche of the 1956 Bezymyanny eruption // Kagochima Int. Conf. on volcanoes, 1988. Abstracts. Kagoshima. 1988. P. 352.
- Bennett F.D.* On volcanic ash formation // Amer. J. Sci. 1974. Vol. 274. № 6. P. 648–661.
- Carey S., Gardner I., Sigurdsson H.* The intensity and magnitude of Holocene plinian eruptions from Mount St. Helens volcano // J. Volcanol. and Geotherm. Res. 1995. Vol. 66. № 1–4. P. 185–202.
- Carey S., Sigurdsson H.* The May 18, 1980 eruption of Mount St. Helens: 2. Modelling of dynamics of plinian phase // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. № B4. P. 2948–2958.
- Denlinger R.P., Riley F.* Deformation of Long Valley Caldera, Mono County, California, from 1975 to 1982 // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. № B10. P. 8303–8314.
- Dobran F.* Nonequilibrium flow in volcanic conduits and application to the eruptions of Mt. St. Helens on May 18, 1980, and Vesuvius in AD 79 // J. Volcanol and Geotherm. Res. 1992. Vol. 49. P. 285–311.
- Eichelberger J.C., Carrigan C.R., Westrich H.R., Price R.N.* Nonexplosive silicic volcanism // Nature. 1986. Vol. 323. P. 598–602.

- Escher B.G.* On the character of the Merapi eruption in central Java // *Leidse geol. meded.* 1933. Bd. 6. Afd. 1. Blz. 85–103.
- Fenner N.* The chemical kinetics of the Katmai eruption // *Amer. J. of Sci.* 1950. Vol. 248. P. 593–627.
- Fisher R.V., Heiken G.* Mt. Pelee, Martinique: May 8 and 20 1902, Pyroclastic flows and surges // *J. Volcanol. and Geotherm. Res.* 1982. Vol. 13. P. 339–371.
- Fisher R.V., Schminke H.U.* Pyroclastic rocks. - Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo, Springer-Verlag, 1984. 472 p.
- Foden J.* The petrology of Tambora Volcano, Indonesia: a model for the 1815 eruption // *J. Volcanol and Geotherm. Res.* 1986. Vol. 27. P. 1–41.
- Giberty G., Wilson L.* The influence of geometry on the ascent of magma in open fissures // *Bull. Volcanol.* 1990. Vol. 52. P. 515–521.
- Heiken G., Wohletz K.* Volcanic Ash. Berkeley, Los Angeles, London: Univ. California Press, 1985. 246 p.
- Hurwitz S., Newon O.* Bubble nucleation in rhyolitic melts: experiments at high pressures, temperature and water content // *Earth and Planet. Sci. Let.* 1994. Vol. 122. № 3–4. P. 267–280.
- Jaggar T.A.* Genetic classification of active volcanoes // *Bull. Geol. Soc. Amer.* 1910. Vol. 21. P. 23.
- Jaggar T.A.* Origin and development of craters // *Mem. Geol. Soc. Amer.* 1947. Vol. 21.
- Kieffer S.V.* Fluid dynamics of the May 18 blast at Mount St. Helens // *U.S. Geol. Sur. Prof. Paper*, 1250. 1981. P. 379–400.
- Kieffer S.V., Sturtevant B.* Laboratory studies of volcanic jets // *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89. № B10. P. 8253–8268.
- Lacroix A.* La montagne Pelee et ses eruptions. P. : Masson et Cie, 1904.
- Lipman P.* Emplacement of large ash sheets and relation to caldera collapse // *Int. Volcanol. Congr. Abstracts. New Zealand.* 1986. P. 58.
- Macdonald G.A.* Physical properties of erupting Hawaiian magmas // *Geol. Soc. Amer. Bull.* 1963. Vol. 74. P. 1071–1078.
- McGetchin T.R., Ullrich G.W.* Xenoliths in maars and diatremes with inferences for the Moon, Mars and Venus // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78. P. 1833–1853.
- Mercalli G.* I vulcani attivi della terra. Milano. 1907.
- Murase T., McBirney A.R.* Properties of some igneous rocks and their melts at high temperature // *Geol. Soc. Amer. Bull.* 1973. Vol. 84. № 11. P. 3563–3592.
- Rittman A.* On the mechanism of persistent volcanic activity // *Bull. Volcanol.* 1962. T. XXIV. P. 301–313.

- Rutherford M.J., Sigurdsson H., Carey S., Davis A.* The May 18, 1980 eruption of Mount St. Helens. 1. Melt composition and experimental phase equilibria // *J. Geophys. Res.* 1985. Vol. 90. № B4. P. 2929–2947.
- Sanders C.O.* Location and configuration of magma bodies beneath Long Valley, California determined from anomalous earthquakes signals // *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89. № B10. P. 8287–8302.
- Sheridan M.F., Wohletz K.H.* Hydrovolcanism: basic considerations and review // *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 1983. Vol. 17. P. 1–29.
- Simkin T., Siebert L.* Explosive Eruptions in Space and Time: Durations, Intervals, and a comparison of the World's Active Belts // *Explosive Volcanism: Inception, Evolution and Hazards.* - Washington D.C.: National Academy Press, 1984. P. 110–121.
- Slezin Yu.B.* Extrusive Eruptions and Mechanism of the Transition Between Plinian and Extrusive Regimes. The Examples of St. Helens 1980, Bezymyanny 1956 and Shiveluch 1964 Eruptions // *IUGG XXI General Assembly.* - Boulder, Colorado J. 2–14. 1995. Abstracts. Boulder, 1995. P. B412.
- Sonder R.A.* Zur Theorie und Klassifikation der eruptiven vulkanischen Vorgänge // *Gejl. Rdsch.* 1937. Bd. 28.
- Sparks R.S.J.* The dynamics of bubble formation and growth: a review and analysis // *Volcanol. and Geotherm. Res.* 1978. № 3. P. 1–37.
- Sparks R.S.J., Wilson L., Hulme G.* Theoretical modelling of the generation, movement and emplacement of pyroclastic flows by column collapse // *J. Geophys. Res.* 1978. Vol. 83. P. 1727–1739.
- Spera F.J., Crisp J.A.* Eruption volume, periodicity and caldera area: relationships and inferences on development of compositional zonation in silicic magma chambers // *J. Volcanol. And Geotherm. Res.* 1981. Vol. 11. P. 169–187.
- Tazieff H.* What is to be forecast: outbreak of eruption or possible paroxysm? The example of the Guadeloupe, Sufriere // *J. Geol. Soc.* 1979. Vol. 136. № 3. P. 327–329.
- The 1980 Eruption of Mount St. Helens. 1981. Washington: U.S. Geol. Prof. paper, 1250. 844 p.
- Toramaru A.* Vesiculation process of magma and eruption parameters. // *Kagoshima International Conference on Volcanoes. Abstracts.* Kagoshima. 1988. P. 22.
- Toramaru A.* Vesiculation process of ascending magma // *J. Geophys. Res.* 1989. Vol. 94. № B12. P. 17523–17542.
- Vergnolle S., Jaupart C.* Separated two-phase flow and basaltic eruptions // *J. Geophys. Res.* 1986. Vol. 91. № B12. P. 12842–12860.

- Verhoogen J.* Mechanics of ash formation // Amer. J. Sci. 1951. Vol. 249. № 10. P. 729–739.
- Wadge G.* Output rate of magma from active central volcanoes // Nature. 1980. Vol. 288. № 5788. P. 253–255.
- Walker G.P.I.* Downsag calderas, Ring Faults, caldera sizes and incremental caldera growth // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. № B10. P. 8407–8416.
- Walker G.P.I.* The Taupo pumice: product of the most powerful known (ultraplinian) eruption? // J. Volcanol. and Geotherm. Res. 1988. № 8. P. 69–94.
- Walker G.P.I., Wilson L., Bowell F.L.G.* Explosive volcanic eruptions. 1. The rate of fall of pyroclasts // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1971. Vol. 22. P. 377–383.
- Williams S.N., Self S.* The October 1902 plinian eruption of Santa Maria volcano, Guatemala // J. Volcanol. and Geotherm. Res. 1983. Vol. 16. P. 33–56.
- Wilson L.* Explosive volcanic eruptions III: Plinian eruption columns // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1976. Vol. 45. P. 543–556.
- Wilson L., Head J.W.* Ascent and eruption of basaltic magma on the Earth and Moon // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. № B4. P. 2971–3001.
- Wilson L., Walker G.P.I.* Violence in pyroclastic flow eruptions // Tephra studies. 1981. P. 441–448.
- Wilson L., Sparks R.S.J., Walker G.P.J.* Explosive volcanic eruptions -IV. The control of magma properties and conduit geometry on eruption behaviour // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1980. Vol. 63. - P. 117–148.
- Witham A.G., Sparks R.S.J.* Pumice // Bull. Volcanol. 1986. Vol. 48. P. 209–223.
- Wohletz K.H.* Explosive magma-water interactions: thermodynamics, mixing mechanisms, and field studies // 1986 Int. Volcanol. Congr., New Zealand. Abstracts. New Zealand. 1986. P. 128.
- Wohletz K.N., McGetchin T.R., Sandford M.T., Johnes E.M.* Hydrodynamic aspects of Caldera-forming eruptions: numerical models // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. № B10. P. 8269–8285.
- Yokoyama I.* The subsurface structure of Oshima volcano Izu // J. Phys. Earth. 1969. Vol. 17. № 1. P. 55–68.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Измерение физических характеристик извержения

Количественные физические характеристики извержения – это тот фактический материал, который лежит в основе как постановки задачи построения теоретической модели, так и проверки ее выводов. Здесь будут кратко описаны методы нахождения необходимых характеристик при работе на извержениях вулканов на примере извержений Толбачика 1975–1976 годов и Ключевского в 1983 году, в изучении которых автор принимал личное участие, и некоторые результаты. К таким характеристикам относятся: 1 – полный расход вещества; 2 – расходные соотношения летучего и нелетучего компонентов; 3 – скорость и режим истечения каждого из компонентов; 4 – механические характеристики конденсированного компонента, поступающего на поверхность, – вязкость и температура расплава, размер пирокластических частиц, размер пор и количество пузырьков; 5 – некоторые характеристики канала.

Расход

Средний расход конденсированного вещества (который приблизительно соответствует расходу нелетучего компонента) за какой-то промежуток времени находился путем деления полной извергнутой массы на время. Масса вычислялась путем интегрирования плотности отложений продуктов извержения по их объему. Объемы определялись стандартными геодезическими методами. Плотности – путем гидростатического взвешивания достаточно представительного количества образцов. Автор принимал участие в отборе и определении плотности образцов лавы на лавовых потоках Южного Прорыва (около 200 образцов) и в оценке средней плотности лавового поля как целого с учетом полостей и туннелей, оставшихся в теле потоков после остановки [Андреев и др, 1978; Большое..., 1984].

Мгновенный расход конденсированного вещества для лавовых потоков определялся как произведение поперечного сечения русла потока на скорость и плотность лавы. Для измерений выбирался отрезок ровного русла с постоянной шириной и наклоном недалеко от истока. Измерялось время

прохождения меткой на поверхности потока (вблизи его оси) расстояния между двумя последовательными створами, ширина потока, и оценивалась его глубина. Последнюю непосредственно измерить было невозможно, но, поскольку каждый “живой” поток возникал в результате прорыва лавы из-под конуса или из-под лавовой ступени и натекал на затвердевшую поверхность, формируя бортовые валы, превышение уровня потока над подстилающей поверхностью за пределами валов обычно давало удовлетворительную оценку. Таким образом расход измерялся ежедневно (за небольшими исключениями) в течение всего извержения на всех выходах лавы, часто разнесенных на многие километры в пределах вновь образованного лавового поля [Описание..., 1978].

Так как лава на Южном Прорыве в значительной мере распространялась скрыто по лавовым трубам в теле потока, временами накапливаясь в отдельных местах, видимый расход был очень неравномерен и мгновенные его значения не всегда соответствовали расходу магмы по подводящему каналу. Чтобы найти реальные изменения расхода по каналу и сопоставить расход магмы с расходом газа потребовалась процедура сглаживания и усреднения, предложенная автором в [Слезин, 1990]. Полная масса лавы, полученная интегрированием ежедневно измеряемых расходов по всему времени извержения, оказалась примерно в два раза меньше той же величины, найденной путем обработки результатов последовательных аэрофотосъемок. Отчасти это, возможно, говорит о систематической ошибке при измерении расхода, но в основном, очевидно, свидетельствует о больших объемах лавы, накапливающихся в теле лавового поля скрыто, в структурах набухания, во множестве возникающих по ходу извержения. Детально учесть скрытый расход было невозможно и поэтому все результаты ежедневных измерений впоследствии были просто пронормированы на полный объем лавы, измеренный по результатам аэрофотосъемки.

Мгновенный расход пирокластики при ее струйном истечении оценивался по высоте конвективной колонны с учетом ветра и температурного разреза атмосферы в соответствии с [Федотов, 1982]. При стромболианском режиме с дискретными взрывами-выбросами определялось среднее количество пирокластики на один выброс путем деления полного ее количества на полное число выбросов, а затем это количество распределялось по выбросам с разной энергией в соответствии с физической моделью выброса [Слезин, 1990].

Энергия выброса находилась через кинетическую энергию его продуктов, для чего измерялась максимальная высота вылета светящихся бомб в каждом выбросе и учитывался вклад мелкой пирокластики и газа, как описано ниже. *Высота и частота* выбросов на Южном Прорыве измерялась регулярно, ежедневно, на промежутке времени, включающем порядка 100

событий, и находилась средняя величина. Личная доля автора в этих измерениях примерно 100 дней.

Количество газа, участвовавшее в выбросах при стромболианской деятельности определялось через энергию выброса в рамках предложенной автором модели (так же как и количество пирокластики). В результате обработки измерений была показана общая квазистационарность барботирующего режима на этом извержении [Слезин, 1990].

Теоретическая модель выброса, позволяющая найти соотношение масс газа и пирокластики в нем, подробно описана автором в [Слезин, 1990]. В основе такого определения лежит условие равенства потенциальной энергии сжатого газа во всплывающем пузыре перед его разрывом у поверхности (E_p) и кинетической энергии всех продуктов извержения (E_k). Кинетическая энергия всего выброшенного материала определялась через высоту подъема материала, вылетающего вертикально вверх (ежедневно измеряемая величина) по формуле: $E_r = k_E mgh$, где m – полная масса пирокластики в выбросе, k_E – коэффициент, учитывающий дополнительную кинетическую энергию мелкой пирокластики и газа. Потенциальная энергия сжатого газа находилась в предположении его адиабатического расширения после разрыва пузыря с учетом реальной формы всплывающего пузыря, от которой зависит давление в нем перед разрывом.

Использовать энергию вертикально выброшенных бомб для характеристики всей пирокластики можно лишь в случае симметричного в пределах кратерного конуса разлета продуктов извержения с одинаковыми скоростями по всем направлениям. Эта симметрия была подтверждена результатами обработки автором траекторий бомб на нескольких десятках снимков выбросов.

Количество газа при струйном истечении на Северном Прорыве находилось как произведение средней скорости, плотности газа и поперечного сечения струи на выходе из канала. При стационарном или слабо пульсирующем режиме извержения струя имела почти цилиндрическую форму с углом расхождения на первых сотнях метров не более 2–3 градусов. Скорость струи (если не считать некоторых кратковременных пульсаций) не превосходила критической, так что видимые над кромкой кратера размеры струи хорошо отражали поперечные размеры канала, и плотность газа соответствовала атмосферному давлению и температуре струи.

Скорость выноса измерялась непосредственно для достаточно крупных бомб (десятки сантиметров), траектории которых можно было надежно проследить на кинограммах или визуально. Однако наиболее надежными для определения максимальной скорости стабильной струи оказались так называемые аккреционные бомбы [Слободской, 1977], позже, по видимому, более удачно названные бомбами обволакивания [Большое...,

1984] с ядрами из песчаника, которые выносились потоком газовзвеси с глубины около 2 км. Зная поперечные размеры канала и средний расход, можно найти скорость эквивалентной односкоростной газовзвеси, способной выносить бомбы данного размера. Была получена величина около 100 м/с.

Чтобы найти *скорость газа* и *среднемассовую скорость частиц* с учетом взаимодействия как газа с частицами, так и частиц между собой, были обработаны результаты гранулометрического анализа отложений пирокластики, полученные разными авторами [Будников и др., 1978; Малеев, Ванде-Кирков, 1978] и использован метод приведения полидисперсной взвеси к эквивалентной монодисперсной [Слезин, 1980а]. В итоге была получена величина средней скорости газа около 150 м/с (при средней скорости частиц несколько больше 80 м/с). Вычисленная окончательно массовая доля газа составила чуть более 8,5%, что представляется несколько завышенным. Не исключено, что была занижена доля рассеянной в атмосфере мелкодисперсной составляющей пирокластики и, соответственно, завышен средний размер частиц.

Температура газопирокластической струи и температура лавы в момент ее появления на поверхности на Северном Прорыве определялась только дистанционно с расстояния около 1 км при помощи оптического пирометра ОППИР-17. Результаты измерений лежали в интервале 900–1000°C, что должно быть на несколько десятков градусов ниже истинной температуры из-за быстрого охлаждения поверхности бомб и лавы в атмосфере и из-за экранирования теплового излучения облаком аэрозолей. На Южном Прорыве измерения температуры были выполнены автором при помощи термопары, погружаемой в лаву на глубину в несколько десятков см. Горячий спай термопары выдерживался в лаве до стабилизации показаний прибора, для чего приходилось перемещать датчик вместе с движущей лавой. Было выполнено несколько десятков измерений в лавовых потоках на разных расстояниях от истока и в фумарольных газах над поверхностью потока. Максимальная температура лавы вблизи истока оказалась равной 1060°C. Температура газов в отдельных случаях превышала 1100 °C, что указывало на экзотермические реакции с кислородом воздуха [Большое..., 1984].

Вязкость лавы измерялась только на лавовых потоках. Эффективная вязкость в предположении ньютоновского характера течения вычислялась по формулам для плоского слоя жидкости, движущегося по наклонной плоскости под действием силы тяжести;

$$\eta = \frac{\rho g h^2 \sin \alpha}{3V} = \frac{\rho g h^2 \sin \alpha}{2V_{\max}}, \quad (1n)$$

где ρ – плотность лавы, h – толщина потока, α – угол наклона подстилающей поверхности, \bar{V} – средняя скорость потока, V_{max} – максимальная скорость на поверхности потока [Большое..., 1984]. Таким способом находилась вязкость, определяющая движение потока как целого.

Формула со средней скоростью использовалась, когда измерялась скорость наступания фронта потока, а с максимальной – при измерении на стабильном потоке вблизи его истока. Регулярные измерения вязкости проводились автором на потоках Южного Прорыва одновременно с измерениями расхода. На побочном извержении Ключевского вулкана помимо описанного автором с сотрудниками использовался прямой метод измерения вязкости в определенной точке потока при помощи простейшего пенетromетра, который погружался в лаву под действием заданного усилия, определяемого весом специального груза [Панов и др. 1985]. Были получены значения, близкие к значениям вязкости для потока в целом. Всего было выполнено несколько десятков измерений, результаты которых приведены в [Панов и др., 1985].

На лавовых потоках автором с сотрудниками делались попытки измерить реологические характеристики лавы, отвечающие описанию ее реологии моделью Бингама [Панов и др., 1985]. Для этого применялись два способа. Первый основан на измерении распределения скоростей по ширине потока. Выполненные автором совместно с В.К. Пановым детальные измерения на движущемся потоке показали характерный “бингамовский” характер распределения скоростей с достаточно широким безградиентным “ядром” потока и отрезками с параболическим распределением по краям. Вычисленные по результатам измерений на трех разных створах бингамовские параметры лавы оказались: “бингамовская вязкость” (η_B) – от 10^5 до $2 \cdot 10^5$ Пз и предел текучести (τ_0) – от $2 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^4$ дин/см². Второй способ – по ширине бортовых валов реологической природы, – использованный на другом потоке, дал примерно такую же величину предела текучести.

Средний размер пузырька в момент фрагментации магмы оценивался по результатам измерения пористости частиц разных размерных фракций пирокластики. Для этого измерялись следующие характеристики частиц: 1 – плотность материала, не содержащего пор, – истертого в тонкий порошок – ρ_n ; 2 – плотность при полной пористости – плотность наиболее крупных частиц, покрытых пленкой парафина – ρ_0 ; 3 – плотность с учетом только закрытых пор для каждой i -й фракции – измерялась путем погружения частиц фракции в хорошо смачивающий спирт (под вакуумом), заполнявший все связанные с поверхностью поры, – ρ_i .

Оказалось, что плотность ρ_i уменьшается с увеличением размера частицы, стремясь к некоторой постоянной величине ρ_{min} , которая почти в три раза больше ρ_0 , а при уменьшении размера частиц увеличивается, но все

же далеко не достигает плотности ρ_n . Естественно допустить, что такая закономерность связана с разрушением закрытых пор на поверхности частицы, а существование нижнего предела плотности ρ_{\min} , сильно отличающегося от ρ_0 , объясняется существованием значительного количества пор, связанных в сплошной открытый лабиринт.

Тот факт, что для самой тонкой фракции разница плотностей ρ_i и ρ_n остается значительной, заставляет предположить существование третьей группы пор малого размера, не вскрывавшихся при дроблении, — это могут быть мелкие пузырьки, возникшие при резком падении давления после дробления магмы.

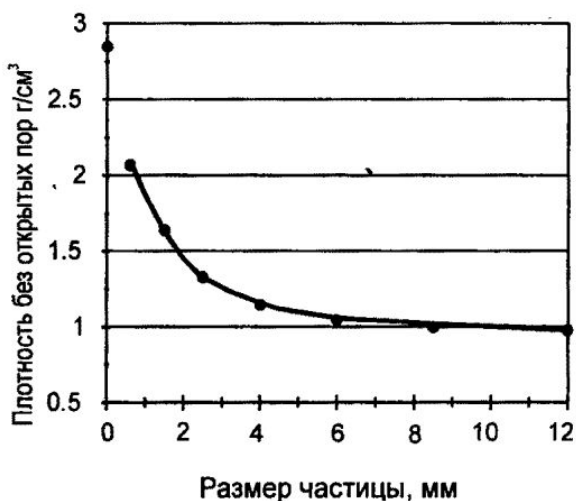
Объемная доля пор, связанных в открытый лабиринт, легко рассчитывается по соотношению величин ρ_0 и ρ_{\min} . Объемная доля разрушенных на поверхности частицы закрытых пор зависит от соотношения размеров закрытой поры и частицы. Задавшись средним размером закрытой поры, можно теоретически рассчитать зависимость плотности частицы от ее размера (при этом доля пор третьей группы определяется плотностью ρ_i частиц с размером, соответствующим полному вскрытию средних пузырьков). Если частицу шлака i -ой фракции представить в форме кубика со стороной l_i плотность ρ_i выразится формулой:

$$\rho_i = \frac{\rho^{(2,3)}}{1 - \left(3 \left(\frac{2d}{l_i} \right) - 3 \left(\frac{2d}{l_i} \right)^2 + \left(\frac{2d}{l_i} \right)^3 \right) \left(1 - \frac{\rho^{(2,3)}}{\rho^{(3)}} \right)}, \quad (2п)$$

где $\rho^{(2,3)}$ — плотность шлака за вычетом пор первой группы (связанных в открытый лабиринт); $\rho^{(3)}$ — плотность шлака за вычетом пор первой и второй группы (только с мелкими порами второго поколения); d — средний размер поры. Подбором размера поры можно добиться хорошего совпадения зависимости $\rho_i(l_i)$, рассчитанной по формуле 2п и измеренной на конкретном образце шлака, рассеянном на фракции. Сопоставление измерения и расчета для одного из изучавшихся образцов толбачинского шлака показано на рисунке П1. Наблюдающееся совпадение подтверждает предположение о причине зависимости плотности ρ_i от размера и позволяет найти средний диаметр пузырька, равный для толбачинского шлака примерно 0,3 мм. Отсюда, количество пузырьков в единице объема в состоянии, близком к плотной упаковке, будет примерно $3 \cdot 10^4$.

Рис. III. Сопоставление измерения и расчета для одного образца толбачинского шлака.

Точки – результат измерений; кривая – расчет по формуле 2п при $d=0,3$ мм. Объемные доли пор: открытые – 0,64, закрытые – 0,21, закрытые мелкие (второго поколения) – 0,04.



Дополнительная литература к приложению.

Андреев В.И., Гусев Н.А., Ковалев Г.Н., Слезин Ю.Б. Динамика лавовых потоков Большого трещинного Толбачинского извержения 1975-1976 гг. // Бюлл. вулканол. ст. 1978. № 55. С. 18–26.

Описание хода Большого трещинного Толбачинского извержения (Южный конус): Отчет о НИР (промежут.) // АН СССР, Институт вулканологии: 1 Гос. Регистрации. Петропавловск-Камчатский. 1978. 290 с.

Панов В.К., Слезин Ю.Б., Сторчеус А.В. Механические свойства лавы побочного прорыва Предсказанный (1983 г., Ключевской вулкан) // Вулканология и сейсмология. 1985. № 1. С. 21–28.

